

CSILLAGÁSZAT

tanterv
1978-1979

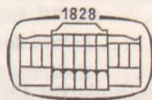


AKADÉMIAI KIADÓ - BUDAPEST 1978

CSILLAGÁSZAT

Szerkesztette

Marik Miklós



AKADÉMIAI KIADÓ · BUDAPEST 1989

507653

Szerzők:

Balázs Béla és Balázs Lajos (5. fejezet)

Érdi Bálint (2. fejezet)

Ill Márton (3.1. fejezet)

Kálmán Béla (3.2. fejezet)

Marik Miklós (1., 4.1., ..., 4.11. fejezet)

Szabados László (4.12. fejezet)

Szécsényi-Nagy Gábor (6. fejezet)

MÁTYÁS
HUNGARICA AKADEMIA
KÖNYVTÁRA

ISBN 963 05 4657 4

© Akadémiai Kiadó, Budapest 1989 — Marik Miklós

Printed in Hungary

M. TUD. AKADEMIA KÖNYVTÁRA
Könyvtári szám: 11936 / 119.89 st.

TARTALOM

Előszó	13
1. Szférikus csillagászat	15
1.1. Csillagászati koordináta-rendszerek	15
1.1.1. A földrajzi koordináták	15
1.1.2. A hosszúság és a szélesség változásai	18
1.1.3. Az éggömb	19
1.1.4. A topocentrikus horizontális koordináta-rendszer	20
1.1.5. A geocentrikus horizontális koordináta-rendszer	21
1.1.6. Az első egyenlítői koordináta-rendszer	23
1.1.7. A második egyenlítői koordináta-rendszer	26
1.1.8. Az ekliptikai koordináta-rendszer	30
1.1.9. A galaktikai koordináta-rendszer	31
1.1.10. A heliografikus koordináták	32
1.1.11. A koordináta-rendszerek megválasztásának elvi kérdései	33
1.2. Az időszámítás és a naptár	34
1.2.1. Az inerciaidő	34
1.2.2. A csillagidő	34
1.2.3. A valódi szoláris idő	36
1.2.4. A Fiktív Egyenlítői Középnap	38
1.2.5. A világidő	39
1.2.6. A közép szoláris idő	40
1.2.7. A középnap és a csillagnap közötti összefüggés	40
1.2.8. Az időegyenlet	41
1.2.9. Az efemerisz idő	42
1.2.10. Az atomidő	45
1.2.11. A koordinált világidő	46
1.2.12. A zónaidő	47
1.2.13. Az időszolgálat	49
1.2.14. A naptár rövid története	50
1.2.15. A Julián Dátum	53
1.2.16. A különféle évek és hónapok hossza	53
1.3. Átszámítások koordináta-rendszerek között	54
1.3.1. Gömbháromszögtani alapismeretek	54
1.3.2. Távolságok kiszámítása a Föld felszínén	59
1.3.3. Átszámítás az egyenlítői és a horizontális koordináta-rendszer között	60
1.3.4. Átszámítás az egyenlítői és az ekliptikai koordináta-rendszer között	62

1.3.5. Átszámítás az egyenlítői és a galaktikai koordináta-rendszer között	64
1.3.6. Az égitestek kelésének és nyugvásának kiszámítása	65
1.3.7. A felkelő és lenyugvó égitest azimutja	73
1.3.8. A szürkület idejének kiszámítása	74
1.3.9. A földrajzi helymeghatározás elemei	75
1.4. A csillagászati észlelések redukciója	78
1.4.1. A csillagászati refrakció	79
1.4.2. Az aberráció	88
1.4.3. A parallaxis	93
1.5. A precesszió és a nutáció	100
1.5.1. A precesszió és a nutáció fenomenologikus leírása	100
1.5.2. A precesszió és a nutáció hatása az égitestek koordinátáinak változására	104
1.6. A sajátmozgás és a fényelhajlás	110
Trodalom	110
2. Égi mechanika	111
2.1. A kéttest-probléma	111
2.1.1. Mozgásegyenletek és első integrálok	111
2.1.2. A mozgás pályájának meghatározása	114
2.1.3. A mozgás időbeli lefolyása	120
2.1.4. Az elliptikus mozgás sebessége	123
2.1.5. Égi mechanikai mértékegységek	125
2.1.6. Efemeriszszámítás	126
2.1.7. Az egycentrum-probléma hatványsor alakú megoldása	129
2.1.8. Az elliptikus mozgás függvényeinek végtelen sorai	131
2.2. Pályaszámítás	133
2.2.1. Pályaszámítás három megfigyelésből	133
2.2.2. A távolságok meghatározása első közelítésben	135
2.2.3. A Gauss-egyenletek	138
2.2.4. A pályaelemek meghatározása	142
2.2.5. Pályahelyesbítés	144
2.2.6. Parciális deriváltak a pályahelyesbítéshez	145
2.3. A háromtest-probléma	149
2.3.1. Sundman tétele	149
2.3.2. A Lagrange-féle megoldások	152
2.3.3. Korlátozott háromtest-probléma	154
2.3.4. Egyensúlyi megoldások	158
2.3.5. Zérósebességű görbék	161
2.3.6. A librációs pontok stabilitása	164
2.3.7. Regularizáció	167
2.3.8. Periodikus megoldások	170
2.3.9. Az általános háromtest-probléma	173
2.4. Perturbációs számítás	177
2.4.1. Az állandók variálásának módszere	177
2.4.2. A bolygómozgások Lagrange-féle egyenletei	181
2.4.3. Kanonikus egyenletek	184
2.4.4. A perturbációs számítás alaptétele	189
2.4.5. A perturbációs függvény sorbafejtése	192
A kölcsönös pályahajlás szerinti sorbafejtés	193
Az excentricitások szerinti sorbafejtés	195

2.4.6. A perturbációk osztályozása	199
2.4.7. A szekuláris perturbációk Laplace—Lagrange-elmélete	204
2.5. Az égitestek mozgása a Naprendszerben	209
2.5.1. A bolygók mozgása	209
2.5.2. A Hold mozgása	213
2.5.3. A bolygók holdjainak mozgása	218
2.5.4. A kisbolygók mozgása	221
2.5.5. A mesterséges holdak mozgása	223
A J_2 -től származó perturbációk	227
Szekuláris perturbációk 227 — Periodikus perturbációk 228	
Az egyéb szférikus egyúthatóktól származó perturbációk	229
Szekuláris perturbációk 229 — Periodikus perturbációk 229	
2.6. IAU-konstansok és a bolygók pályaelemei	232
2.6.1. Az 1976-os IAU-konstansok rendszere	232
2.6.2. A bolygók közepes pályaelemei	234
Irodalom	235
3. A Naprendszer	238
3.1. A bolygórendszer	239
3.1.1. A Föld-típusú bolygók	239
3.1.1.1. A Hold	240
3.1.1.2. A Merkúr	246
3.1.1.3. A Vénusz	249
3.1.1.4. A Mars	258
A Mars holdjai: a Phobos és a Deimos	267
3.1.2. A Jupiter-típusú bolygók	269
3.1.2.1. A Jupiter	269
A Jupiter magnetoszférája	275
A Jupiter gyűrűje	276
A Jupiter holdjai	277
A Galilei-féle holdak 278	
3.1.2.2. A Szaturnusz	280
A Szaturnusz gyűrűrendszere	284
A <i>D</i> gyűrű 285 — A <i>C</i> gyűrű 285 — A <i>B</i> gyűrű 286 — A	
Cassini-rés 287 — Az <i>A</i> gyűrű 287 — Az <i>F</i> gyűrű 288 — A <i>G</i> és	
az <i>E</i> gyűrű 268	
A Szaturnusz holdjai	288
A Titan 288 — A Mimas 292 — Az Enceladus 293 — A	
Tethys 294 — A Dione 294 — A Rhea 295 — A Hyperion 296	
— A Iapetus 296 — A Phoebe 297 — A törmelékholdak 297 — A	
Lagrange-holdak 297 — A koorbitáló holdak 298 — A terelő-	
holdak 298	
3.1.2.3. Az Uránusz	299
3.1.2.4. A Neptunusz	305
3.1.2.5. A Plútó	309
3.1.3. A kisbolygók	311
3.1.3.1. A kisbolygók pályái	312
3.1.3.2. A kisbolygók fizikai sajátosságai	313
3.1.3.3. A kisbolygók kémiai összetétele, eredete	313
3.1.4. Az üstökösök és meteorok	314

3.1.4.1. Az üstökös, mint jelenség	315
3.1.4.2. Az üstökösök pályái	315
3.1.4.3. Az üstökösök fizikai-kémiai jellegzetességei	316
3.1.4.4. Az üstökösök keletkezése és felbomlása	318
3.1.4.5. A meteor, mint „hullócsillag”	318
3.1.4.6. Szporadikus meteorok és meteorrajok	319
3.1.4.7. A meteoritok	320
3.1.5. A bolygóközi anyag	322
3.1.6. A Naprendszer keletkezése	323
3.2. A Nap légköre	326
3.2.1. A naplégkör szerkezete	327
3.2.2. A Nap színekének sajátosságai	337
3.2.3. A naptevékenység	346
3.2.3.1. Napfoltok	346
3.2.3.2. Napkitörések (Nap-flerek) és protuberenciák	352
3.2.3.3. Az aktív vidékek fejlődése	357
3.2.4. A napkorona és a napszél	359
3.2.5. Mágneses terek a Napon	364
3.2.6. A naptevékenység mérőszámai, napszolgálat	372
3.2.7. A naptevékenység földi hatásai	387
Irodalom	402
4. Asztrofizika	404
4.1. A csillagok jellemzői	405
4.1.1. A csillagok fényessége	405
4.1.2. A csillagok tömege	410
4.1.3. A csillagok felületi hőmérséklete	416
4.1.3.1. Az effektív hőmérséklet	416
4.1.3.2. A Wien-féle hőmérséklet	417
4.1.3.3. A színhőmérséklet	417
4.1.3.4. A kinetikus hőmérséklet	420
4.1.3.5. A sugárzási hőmérséklet	420
4.1.3.6. A gerjesztési hőmérséklet	420
4.1.3.7. Az ionizációs hőmérséklet	421
4.1.4. A csillagok színe	421
4.1.5. A csillagok sugara	425
4.1.6. A csillagok forgási periódusa	433
4.1.7. A csillagok mágneses tere	440
4.1.8. A csillagok kémiai összetétele	444
4.2. A Hertzsprung—Russel-diagram	446
4.3. Energiatermelés a csillagokban	457
4.3.1. A gravitációs kontrakció	458
4.3.2. A $H \rightarrow He$ fúzió	459
4.3.3. A héliumégés	461
4.4. Energiatranszport a csillagokban	462
4.4.1. A sugárzási energiáttranszport	462
4.4.2. Ionizációs viszonyok a csillag belsejében	466
4.4.3. A konvektív energiáttranszport	471
4.5. A csillagok belső szerkezete	477
4.5.1. A csillagok centrumában uralkodó állapotokra vonatkozó becslések	479

4.5.1.1.	Alsó becslés a csillag átlagos nyomására	480
4.5.1.2.	Becslés az átlagos hőmérsékletre	480
4.5.2.	A Vogt—Russell-tétel	483
4.5.3.	Politrop csillagmodellek	485
4.5.4.	A fehér törpecsillagok belső szerkezete	491
4.6.	A csillagok stabilitása	494
4.7.	A csillagok pulzációelméletének elemei	499
4.7.1.	A pulzáció Eddington-féle klasszikus elmélete	499
4.7.2.	A pulzáció Ledoux-féle elmélete	505
4.7.3.	A nemadiabatikus és nemlineáris pulzáció	509
4.8.	A csillagfotószférák szerkezete	511
4.8.1.	Alapfogalmak	511
4.8.2.	Az áramlási egyenlet	514
4.8.3.	Sugárzási és termodinamikai egyensúly csillagfotószférákban	515
4.8.4.	Az áramlási egyenlet megoldása	518
4.8.5.	A szélsőtétel törvénye	525
4.8.6.	A csillag folytonos szinképe	527
4.9.	A csillagszínképek elmélete	528
4.9.1.	A színképvonalak Fowler—Milne-féle elmélete	528
4.9.2.	A színképvonalprofilok	530
4.9.3.	A szelektív abszorpciós koeficiens klasszikus elmélete	534
4.9.3.1.	A csillapodási tényező kiszámítása	539
4.9.3.2.	A sugárzási csillapodás	539
4.9.3.3.	Az ütközési csillapodás	541
4.9.3.4.	A termikus Doppler-effektus	543
4.9.3.5.	Csillapodás és Doppler-effektus	545
4.9.4.	A szelektív abszorpció kvantummechanikai tárgyalása	548
4.9.5.	A növekedési görbe	551
4.9.5.1.	A csillagok kémiai összetételének meghatározása	556
4.9.6.	A Fraunhofer-vonalak keletkezése csillagfotószférákban	557
4.9.6.1.	Az áramlási egyenlet tiszta szórás esetére	557
4.9.6.2.	Az általános áramlási egyenlet	558
4.10.	A csillagok kialakulása és fejlődése	559
4.10.1.	A csillagok kialakulása	559
4.10.2.	A csillagok fejlődése	562
4.11.	A csillagközi anyag fizikája	569
4.11.1.	A csillagközi por	569
4.11.2.	A csillagközi gáz	576
4.12.	Változócsillagok, különleges csillagok	588
4.12.1.	Általános tudnivalók, elnevezésük, felosztás, kronológia	588
4.12.2.	Pulzáló változócsillagok	594
4.12.3.	Eruptív változócsillagok	599
4.12.4.	Kataklizmikus változócsillagok	602
4.12.5.	Foltos változócsillagok	607
4.12.6.	Különleges csillagok	609
4.12.7.	Kettős- és többszörös csillagok	610
Irodalom		615

5. Sztellársztrónómia	617
5.1. A Tejútrendszer alapvonásai	617
5.1.1. Sztellárstatisztikai vizsgálatok	618
5.1.1.1. A sztellárstatisztika alapegyenlete	619
5.1.2. Populációk	630
5.2. Csillaghalmazok és asszociációk	632
5.2.1. Gömbhalmazok	632
5.2.2. Nyílthalmazok	637
5.2.3. Asszociációk	642
5.3. Távolságmérés a Tejútrendszerben	643
5.3.1. Geometriai távolságmérési módszerek	644
5.3.2. Fotometriai távolságmérési módszerek	651
5.3.3. Egyéb módszerek	659
5.4. A Tejútrendszer centrumának távolsága	660
5.5. A csillagok mozgása	662
5.5.1. Megfigyelési anyag, sztellárkinematika	663
5.5.1.1. A Nap pekuliáris mozgása	665
5.5.1.2. Adott csillagcsoporton belüli mozgások	669
5.5.2. Sztellárdinamika	671
5.5.2.1. A Galaxis tömegmodelljei	672
5.5.2.2. A galaktikus gravitációs erőter radiális összetevője	673
5.5.2.3. Az erőter galaktikai fősíkra merőleges összetevője	675
5.5.2.4. Tömegsűrűség a Nap környezetében	677
5.5.2.5. Individuális csillagpályák a galaktikai fősíkban	679
5.6. A Tejútrendszer rotációja	686
5.7. A Galaxis spirális szerkezete	693
5.8. A galaktikus halo	702
5.8.1. Térbeli szerkezet	704
5.8.1.1. A gömbhalmazok térbeli eloszlása	705
A gömbhalmazok távolságának becslése	706
Az RR Lyrae csillagok és a horizontális ág helyzete 706	
— Fősorozat illesztés 706 — A legfényesebb csillagok 706	
— Vizuális feloldás 706	
Térbeli szerkezet	707
5.8.1.2. A gömbhalmazok mozgása	708
A Nap mozgása a gömbhalmazokhoz viszonyítva	708
A gömbhalmazok rendszerének differenciális mozgása	709
A gömbhalmazok mozgásának összehasonlítása más galaktikus	
objektumokkal	709
Az RR Lyrae csillagok 709 — Szubtrópék 711	
Gömbhalmazok pályája a Galaxisban	711
5.8.1.3. A halo csillagainak térbeli eloszlása	713
5.8.1.4. A halo csillagainak mozgása	717
5.9. A Galaxis kémiai összetétele	719
5.9.1. A csillagok kémiai összetételének vizsgálata	719
5.9.1.1. A csillagok színekének kvantitatív vizsgálata	719
5.9.1.2. Többszín-fotometria	719
5.9.1.3. A halmazok HRD-jeinek használata	719
5.9.2. A csillagközi anyag kémiai összetétele	721

5.9.3.	A kozmikus elemgyakoriság és az I. populációs objektumok kémiai összetétele	721
5.9.4.	A II. populációs objektumok kémiai összetétele	721
5.9.4.1.	A gömbhalmazok fémtartalma	724
5.9.4.2.	A szubtörpék és az RR Lyraek fémtartalma	724
5.9.4.3.	A nagy sebességű csillagok fémtartalma	725
5.9.4.4.	A gömbhalmazok és mezőcsillagok fémtartalmának összehasonlítása	726
5.10.	A Galaxis központi vidéke	726
5.10.1.	A centrális térség csillagtartalma	727
5.10.2.	Diffúz anyag a centrális kondenzációban	727
5.10.3.	A galaktikus mag	729
5.11.	A galaktikus korona	734
5.11.1.	Gáz a galaktikus koronában	734
5.11.2.	A rádiókorona	735
5.12.	A galaktikus mágneses tér	736
5.12.1.	Szinkrotronsugárzás	736
5.12.2.	A 21 cm-es vonal Zeeman-effektusa	737
5.12.3.	Faraday-rotáció	737
5.12.4.	A galaktikus háttérsugárzás rádiókomponensének polarizáltsága és Faraday-rotációja	738
5.12.5.	Az intersztelláris optikai polarizáció	739
5.12.6.	A napszél	739
5.13.	Nagy energiájú sugárzások a Galaxisban	739
5.13.1.	A galaktikus röntgensugárzás	739
5.13.1.1.	A röntgenégbolt	742
5.13.1.2.	A galaktikus röntgenhátér	743
5.13.2.	A Galaxis gamma-sugárzása	745
5.13.2.1.	A gamma-sugárzás keletkezése	745
5.13.2.2.	Diffúz sugárzás	746
5.13.2.3.	Diszkrét források	747
5.13.2.4.	Ultranagy energiájú gamma-sugarak	749
5.13.2.5.	10^{10} eV fölött detektált gamma-sugarak	749
	Cygnus X—3	749
	A Rák-köd	749
	A Vela pulzár	750
5.13.2.6.	Vonalas színeképi gamma-sugárzás	751
5.13.2.7.	511 keV-os vonal a galaktikus centrumból	752
5.13.2.8.	Gamma-vonalak a csillagközi anyag és a kozmikus sugarak kölcsönhatásából	753
5.13.2.9.	A szupernovák gamma-vonalai	753
5.14.	Kozmikus sugárzás	753
5.14.1.	A kozmikus sugarak terjedése	755
5.14.2.	A kozmikus sugarak keletkezése	756
5.15.	A Galaxis kialakulása	756
Irodalom	761

6. Extragalaktikus csillagászat	762
6.1. Az extragalaxisok fontosabb adatait tartalmazó katalógusok	763
6.2. Az extragalaxisok távolságának meghatározására alkalmazott módszerek	769
6.2.1. Fotometriai módszerek	771
6.2.2. Geometriai módszerek	772
6.2.3. Az extragalaxisok globális jellemzőire alapozó távolságbecslési eljárások	773
6.3. Az extragalaxisok morfológiai tulajdonságai	777
6.3.1. A típusok jellemzése	778
6.3.1.1. Elliptikus galaxisok	778
6.3.1.2. Spirálgalaxisok	779
6.3.1.3. Szabálytalan galaxisok (Irr)	779
6.4. A típusok gyakorisága	780
6.5. Extragalaxis atlaszok	784
6.5.1. A Hubble-atlasz	784
6.5.2. A pekuláris galaxisok atlasza	786
6.6. Különleges galaxisok	788
6.6.1. Kompakt extragalaktikus objektumok	788
6.6.2. Kompakt galaxisok	789
6.7. A Morgan-féle formatípusok	790
6.8. Az extragalaxisok eloszlása	791
6.8.1. Galaxispárok, galaxiscsoportok	794
6.8.2. A galaxispárok vizsgálatának néhány fontosabb eredménye	794
6.8.3. Kölcsönható galaxisok	801
6.8.4. Galaxiscsoportok, galaxishalmazok	806
6.8.5. A közeli galaxiscsoportok	814
6.8.6. Távlabbi galaxiscsoportok és galaxishalmazok	822
6.8.7. Magányos galaxisok	832
6.9. Az extragalaxisok fotometriai és spektrális tulajdonságai	834
6.9.1. Fotografikus módszerek	834
6.9.2. Az extragalaxisok fényelektromos fotometriája	836
6.9.3. Az extragalaxisok fotometriája során alkalmazandó korrekciók	837
6.9.4. Az extragalaxisok luminozitási osztályai	839
6.9.5. Az extragalaxisok luminozitásfüggvénye	841
6.9.6. A galaxisok színe	843
6.9.7. Az extragalaxisok színe	846
Irodalom	847
A 6. fejezetben előforduló katalógusok rövidítéseinek magyarázata	848
Melléklet	I—XLVIII
Névmutató	849
Tárgymutató	855

ELŐSZÓ

Hazánkban még nem jelent meg összefoglaló jellegű, felsőfokú csillagászati könyv. KÖVESLIGETHY RADÓ 1899-ben kiadott „A matematikai és csillagászati földrajz kézikönyve” c. igen színvonalas munkája csak a csillagászat egy szűk fejezetét tárgyalta, KULIN GYÖRGY „A távcső világa” c. könyve (utolsó kiadása 1980-ban jelent meg) a teljességre törekedett ugyan, de elsősorban az amatőr-csillagászok igényeit igyekezett kielégíteni. A csillagászatot tudományos szinten tárgyaló, összefoglaló monográfiára hosszú időn keresztül nem is volt szükség hazánkban, mert a 2-3 tucat magyar csillagász a külföldi szakirodalom alapján is eltájékozódhat. Az utóbbi két évtizedben azonban a csillagászatnak más tudományokhoz fűződő viszonya komoly változásokon ment át. Az űr kutatás beindulása és hazánk részvétele az Interkozmosz programban a fizikusok és mérnökök nagy csoportjának érdeklődését keltette fel a csillagászat iránt. A részecskefizikai kutatások pedig az univerzum ősállapotával mutatnak igen szoros kapcsolatot, úgyhogy a modern fizikát megérteni ma már csak csillagászati ismeretek birtokában lehet. Így a csillagászat iránt „egyetemi szinten” érdeklődő kutatók, mérnökök, oktatók száma jelentősen megnövekedett. Ez tette szükségessé, hogy elkészítsük az első magyar nyelven írt, felsőfokú, összefoglaló jellegű, csillagászati kézikönyvet.

A könyv megírásakor két fő szempont lebegett előttünk. Egyrészt olyan könyvet akartunk írni, amelyet a csillagászat valamelyik problémája iránt érdeklődő kutató a kezébe vesz és ott megtalálja a témakör tárgyalását; másrészt segítséget kívántunk nyújtani azoknak is, akik csillagászatot e könyv segítségével el kívánják sajátítani. Mindkét szempont egyidejű kielégítése természetesen nehéz volt, de azt talán elértük, hogy a könyv egyes fejezetei önállóan is érthetőek.

A könyv egészének megértéséhez egyetemi vagy főiskolai szinten elsajátított fizikai ismeretekre van szükség, de néhány fejezet anélkül is érthető. Jól használhatják — reméljük — a könyvet a csillagász és a fizika szakos egyetemi hallgatók is, hiszen majdnem minden, ami a csillagászati tantárgyaikban szerepel, megtalálható a könyvben is.

A könyvet nyolc szerző írta. Ez egyben nyolc különböző stílust is jelent. Az egyik szerző jobban kitért a részletekre, a másik inkább a lényeg kiemelésére törekedett. Mindez azonban úgy érezzük, nem ment a színvonal rovására.

A könyv szerkesztése során az Akadémiai Kiadó felelős szerkesztőjével együttműködve több egységesítést vezetünk be: a könyvben mindenütt SI-mértékegységek és azok megfelelő alkalmazásai és kifejezései szerepelnek (1980. jan. 1. óta hazánkban is kötelező), ami a csillagászat nyugati irodalmában még nem általános [például a pc (parsec) prefixumait szinte általánosan használják, az Å mértékegységet, és az elavult cgs-mértékegységrendszer egyéb egységeit is]; a Naprendszer bolygóinak megnevezéseit és írásmódjukat az MTA: A magyar helyesírás szabályai (1984) c. kiadványa

alapján vettük figyelembe; a bolygók holdjainak, a csillagoknak, valamint az univerzum egyéb objektumainak megnevezéseit és írásmódjukat (ezekre általában magyar nyelvű megfelelő nincs) a *The Astronomical Almanac for the Year 1987* (Washington: U. S. Government Printing Office, London: Her Majesty's Stationary Office, Printed in the United States of America by the U. S. Government Printing Office) c. évkönyv szerint egységesítettük.

Tisztában vagyunk azzal is, hogy — lévén úttörő vállalkozásról szó — hibák is maradtak a könyvben. Kérjük ezért a kedves Olvasót, hogy megjegyzéseit, javaslatait juttassa el a szerkesztőnek.

Marik Miklós
szerkesztő

1. SZFÉRIKUS CSILLAGÁSZAT

1.1. Csillagászati koordináta-rendszerek

1.1.1. A földrajzi koordináták

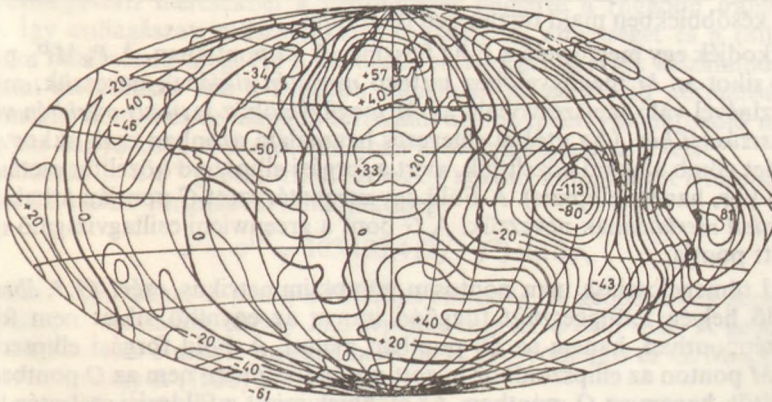
Mivel az égitestek koordinátáinak mérése kevés kivételtől eltekintve a Föld felszínéről történik, először a megfigyelőhely koordinátaival kell foglalkoznunk. A csillagászati mérések túlnyomó többségénél a Föld méretei kicsinyek a mért objektum távolságához képest, ezért a Földet gömb alakúnak lehet tekinteni. Néhány esetben azonban nem tekinthetünk el a Föld alakjának a gömbtől való eltérésétől. Ilyenkor a Földet vagy forgási ellipszoidokkal, vagy pedig a geoiddal közelítjük.

A *forgási ellipszoid* közelítés esetében a Föld egyenlítői sugarára $a=6\,378\,140$ métert, lapultságára pedig

$$f = \frac{a-b}{a} = \frac{1}{298,257}$$

-et szokás venni, ahol $b=6\,356\,755$ m, a pólushoz tartozó sugár.

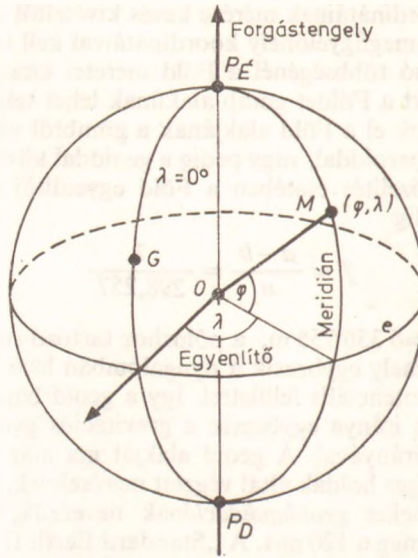
A *geoid* az a felület, amely egybeesik a nyugalomban lévő közepes tengerszinthez tartozó gravitációs ekvipotenciális felülettel. Így a geoid bármely pontjában a felületre bocsátott merőleges iránya egybeesik a gravitációs gyorsulás vektorának irányával, azaz a függőön irányával. A geoid alakját ma már 1-2 m-es pontossággal ismerjük, hála a mesterséges holdak által végzett méréseknek. A geoid és a referencia ellipszoid közötti eltéréseket *geoidundulációnak* nevezzük, melyeknek számszerű értéke sehol sem haladja meg a 120 m-t. A „Standard Earth II” geoidját az *1.1. ábrán* mutatjuk be, ahol geoidundulációk ábrázolása 10 m-es szintközzel történik (lásd pl. Űrhajzási Lexikon, Akadémiai Kiadó, Zrínyi Katonai Kiadó, 1981). A továbbiakban



1.1. ábra. A geoidundulációk 10 m-es szintközzel

a Földet általában gömbnek vagy forgási ellipszoidnak fogjuk tekinteni, mert a legtöbb csillagászati megfigyelés esetében ez a közelítés elegendő.

A Föld felszínén elhelyezkedő helyet a földrajzi szélességgel (φ) és a földrajzi hosszúsággal (λ) szokás megadni. A földrajzi koordináták megadásakor alapvető szerepet játszik a Föld forgástengelye, amely gyakorlatilag egybeesik a forgási ellipszoid kisebbik tengelyével. A Föld forgástengelye két pontban metszi a Föld felszínét: a P_E északi póluspontban és a P_D déli póluspontban (1.2. ábra). A Föld forgástengelyére merőleges és a Föld O középpontján keresztülhaladó síkot az *egyenlítő síkjának* nevezzük. Az egyenlítő síkja a Föld felszínét az e (földi) egyenlítőben metszi. Az egyenlítő a Földet az északi és a déli féltekére osztja. Az egyenlítővel párhuzamos síkoknak a Föld felszínével való metszésvonalait *szélességi köröknek* nevezzük.



1.2. ábra. A geografikus (földrajzi) koordináták

Kitüntetett szerepet játszanak az északi és déli *téritőkörök*, illetve *sarkkörök*, amelyekről a későbbiekben majd részletesen is szólnunk.

Tartózkodjék egy megfigyelő a Föld felszínének M pontjában. A $P_E M P_D$ pontokon áthaladó síkot az M megfigyelőhöz tartozó *meridián síkjának* nevezzük, melynek a Föld felszínével való metszésvonala az M megfigyelőhöz tartozó *meridián* vagy más néven *hosszúsági kör*. (Az utóbbi elnevezés használata azonban csak akkor célszerű, ha a Földet gömb alakkal közelítjük, mert a forgási ellipszoid közelítés esetén a meridián nem kör, hanem ellipszis). A Föld egy meghatározott G pontján áthaladó meridiánt *kezdeti meridiánnak* nevezzük. A G pont a greenwichi csillagvizsgáló egy meghatározott pontja.

A Föld tömegeloszlása nem pontosan gömbszimmetrikus, ezért (1.3. ábra) az M megfigyelő helyén felfüggesztett függőn irányja az egyenlítő síkját nem feltétlenül az O középpontban, hanem az O_1 pontban metszi. A Föld forgási ellipszoid volta miatt az M ponton az ellipszoidhoz húzott normális szintén nem az O pontban metszi az egyenlítőt, hanem az O_2 pontban. Az előbbiek miatt a földrajzi szélesség fogalmát többféleképpen is lehet értelmezni.

Csillagászati szélesség alatt értjük a függőön irányának az egyenlítő síkjával bezárt szögét, azaz a $\varphi = MO_1E \sphericalangle$ -et.

A geodéziai szélesség a forgási ellipszoid normálisának az egyenlítővel bezárt szöge, vagyis a $\varphi' = MO_2E \sphericalangle$.

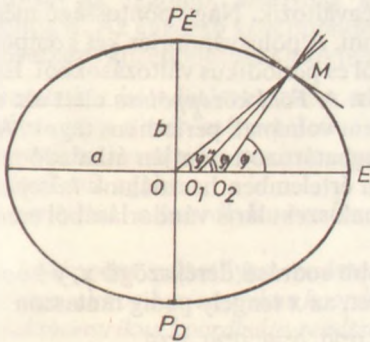
Geocentrikus szélesség alatt a megfigyelő helyét a Föld (geometriai) középpontjával összekötő egyenesnek az egyenlítővel bezárt szögét értjük, azaz a $\varphi'' = MOE \sphericalangle$ -et.

A geodéziai és geocentrikus szélesség számszerű értéke az egyenlítőn: 0° , az északi póluson: $+90^\circ$, a déli póluson: -90° . (A csillagászati szélesség értéke az egyenlítőn, illetve a pólusokon kis mértékben eltérhet a 0° -tól, illetve a $\pm 90^\circ$ -tól.)

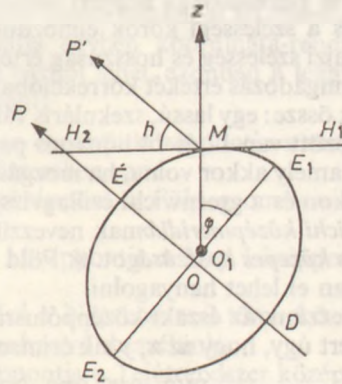
A csillagászati hosszúság a függőön irányának a kezdeti meridiánnal bezárt λ szöge.

Geodéziai hosszúság alatt az M észlelő meridián síkja és a kezdeti meridián síkja által bezárt λ' szöget értjük.

A hosszúság számszerű értéke a kezdeti meridiánon 0° , ettől nyugatra 0° -tól 180° -ig mérjük a nyugati hosszúságot; keletre 0° -tól 180° -ig pedig a keleti hosszúságot.



1.3. ábra. A különböző szélességek.
 φ a csillagászati, φ' a geodéziai,
 φ'' a geocentrikus szélesség



1.4. ábra. A csillagászati szélesség megegyezik a pólus horizontot feletti magasságával

Mivel a csillagászati műszereket vízszintes helyzetbe általában libellák segítségével állítjuk, csillagászati méréseknél a mérőműszer tengelye a függőön irányába van beállítva. Így csillagászati műszerekkel a csillagászati szélességet és a csillagászati hosszúságot határozzuk meg. Ha a geodéziai szélességet akarjuk kiszámítani, akkor gravimetriai mérésekkel kell a függőön irányának az ellipszoid normálisától való eltérését meghatározni és ez alapján korrigálni az értékeket. Az ellipszoid normálisa és a függőön iránya közötti eltérés általában nem haladja meg a $3''$ -et.

A φ' geodéziai és a φ'' geocentrikus szélesség közötti különbséget ívmásodpercben a következő közelítő formulával adhatjuk meg:

$$\varphi' - \varphi'' \approx 103\,132,4 (2f - f^2) \sin 2\varphi, \quad (1.1.1)$$

ahol f a Föld lapultsága, φ pedig a földrajzi szélesség. A geodéziai és geocentrikus szélesség közötti maximális eltérés $11,5$ ívpercet tesz ki $\varphi = 45^\circ$ -nál. A geocentrikus koordináták részletes elmélete megtalálható pl. E. W. WOOLARD és G. M. CLEMENCE: Spherical Astronomy c. (1966) könyvében.

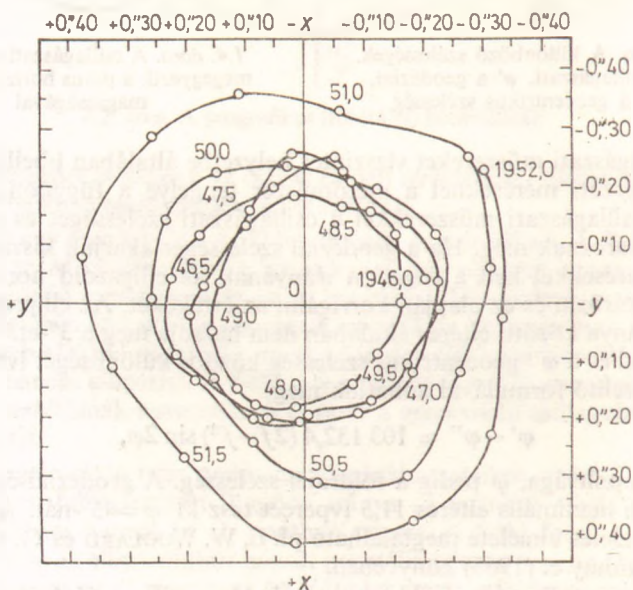
Tartozkodjék a megfigyelő a Föld felszínének M pontjában (1.4. ábra). A függőön iránya legyen az MO_1 irány. Bocsássunk M -ben merőleges síkot az MO_1 egyenesre.

Így kapjuk az M ponthoz tartozó H_1, H_2 horizont síkját. Húzzunk a Föld forgástengelyével párhuzamos egyenest az M ponton keresztül: ez az M megfigyelő számára az égi pólus iránya. Az M megfigyelő φ csillagászati szélessége megegyezik a pólusnak a horizont feletti h magasságával, hiszen a $H_2MP' \sphericalangle$ szarai merőlegesek az $MO_1E_1 \sphericalangle$ száraira.

1.1.2. A hosszúság és a szélesség változásai

A pozíciós asztronómiai vizsgálatokhoz alapvető fontosságú a földrajzi koordináták pontos ismerete, ezért röviden szólnunk kell ezek időbeli változásairól is. A földrajzi hosszúság és szélesség meghatározásában szerepel a Föld forgástengelye, amely a Föld belsejében és légkörében történő tömegátrendeződések miatt változtatja az irányát a szilárd felszínhez képest. Emiatt a Föld pólusai a felszínen elmozdulnak. Az északi pólus jelenleg az óramutató járásával ellentétes irányba mozog közepes helyzete körül, egy nem záródó görbe mentén (1.5. ábra). Az északi pólus mozgása egy 26 m élhosszúságú négyzet belsejében marad. A pólusingadozás miatt a meridiánok és a szélességi körök elmozdulnak a Föld szilárd felszínéhez képest, és ezért a földrajzi szélesség és hosszúság értéke is megváltozik. Nagy pontosságú méréseknél a pólusingadozás értékét korrekcióba kell venni. A pólusvándorlás két komponensből tevődik össze: egy lassú, szekuláris változából és periodikus változásokból. Ez utóbbiak között van 12 és 14 hónapos periódus is. A Föld középpólusa alatt azt a pólust értjük, amely akkor volna, ha mozgásában nem volnának periodikus tagok. A középpólusokon és a greenwichi csillagvizsgáló meghatározott pontján áthaladó meridiánt greenwichi középpmeridiánnak nevezzük. Ilyen értelemben használunk közepes szélességet és közepes hosszúságot. A Föld pólusának szekuláris vándorlásából eredő hibát általában el lehet hanyagolni.

Helyezzünk az északi középpólusra egy jobb sodrású derékszögű x, y koordináta-rendszert úgy, hogy az x, y sík érintse a Földet, az x tengely pedig mutasson Green-



1.5. ábra. Az északi pólus ingadozása 1946 és 1952 között

wich irányába. A pillanatnyi északi pólus koordinátái legyenek: x_p és y_p . A földrajzi koordináták korrekciói ekkor a következők:

$$\Delta\varphi = x_p \cos \lambda_m - y_p \sin \lambda_m, \quad (1.1.2)$$

$$\Delta\lambda = -(x_p \sin \lambda_m + y_p \cos \lambda_m) \operatorname{tg} \varphi_m,$$

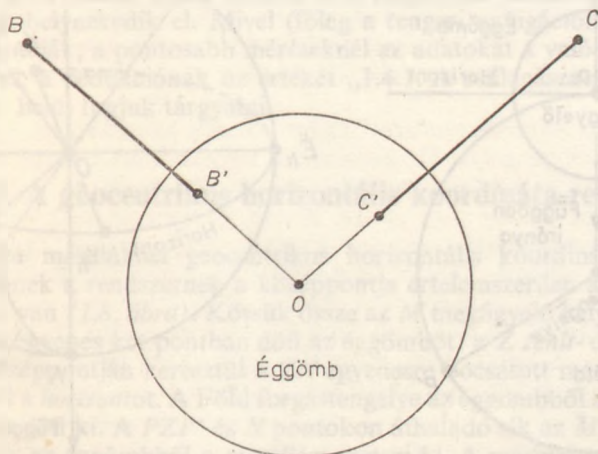
ahol λ_m a szóban forgó hely közepes hosszúsága, φ_m pedig a közepes szélessége. [A részletes elméletet lásd pl. K. A. Куликов: Курс Сферической Астрономии c. (1974) könyvének 39—42. oldalán.]

1.1.3. Az éggömb

A pozíciós asztronómiai mérések nagy részénél nem szükséges ismernünk a vizsgált égitesteknek a Földtől mért távolságát, hanem elegendő megadnunk azok irányát. Ilyen mérések esetében célszerű a tér pontjait egy gömb felületére leképezni. Erre a célra szolgál az éggömb, amelynek középpontja egyben koordináta-rendszerünk középpontja is. Az éggömb középpontja elvileg bárhol lehet, azonban a leggyakrabban a következő középpontokat szoktuk választani:

1. *Topocentrikus koordináta-rendszer* esetében az éggömb középpontja a megfigyelő szemében vagy a mérőműszerek érzékelőrendszerében van.
2. *Geocentrikus koordináta-rendszer* esetén a középpont a Föld geometriai középpontjával esik egybe.
3. *Heliocentrikus a koordináta-rendszer*, ha a középpontja a Nap középpontjában van.
4. Ha a középpont valamilyen rendszer (például a Naprendszer) tömegközéppontjában van, akkor *baricentrikus koordináta-rendszer*ről beszélünk.
5. A *galaktocentrikus koordináta-rendszer* középpontja a Tejútrendszer középpontjában van.

Az *éggömb* (1.6. ábra) egy olyan tetszőleges (általában egység) sugarú gömb, melynek O középpontja a koordináta-rendszer középpontjában van, és amelynek felületére



1.6. ábra. Az éggömb. C' a C térbeli pont szférikus helye

a tér C pontját a következőképpen képezzük le: O -t egy félegyenessel összekötjük a C -vel, és ahol ez a félegyenes dőli az éggömböt, ott van a C pont C' szférikus helye.

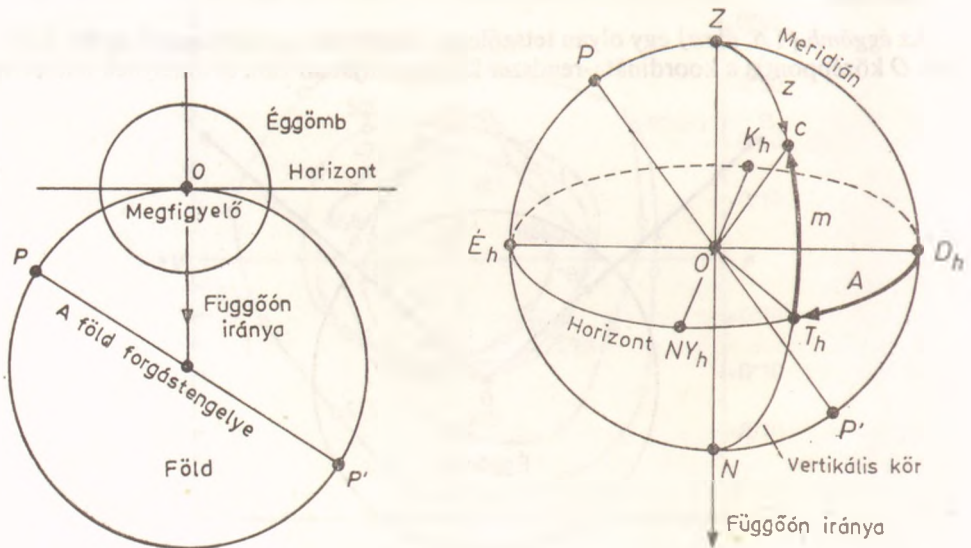
A szférikus csillagászat az égitestek szférikus helyeivel, illetve azok mozgásaival foglalkozik.

Egy (pontoszerű) égitest szférikus helyének megadásához meg kell adjunk az éggömbhöz egy a középpontján átmenő *alapsíkot*, azon egy *kiindulási irányt*, továbbá egy *körüljárási irányt*. Ebben az esetben egy égitest szférikus helyét két szöggel adhatjuk meg. Attól függően, hogy az éggömbön az alapsíkot és azon az alapirányt hogyan adjuk meg, beszélhetünk különböző csillagászati koordináta-rendszerekről. Ezek között a legfontosabbak: a *horizontális*, az *egyenlítői*, az *ekliptikai* és a *galaktikai koordináta-rendszerek*.

Az égbolt azt a benyomást kelti a szemlélőben, mintha az égitestek egy gömb felületére helyezkednének el. E benyomás hatására definiálták az ókori görögök az égi szférákat. Az éggömb a gömb alakúnak látszó égbolt matematikai absztrakciója.

1.1.4. A topocentrikus horizontális koordináta-rendszer

A koordináta-rendszer, azaz az éggömb O középpontja ebben az esetben a Föld felszínén helyezkedik el. Húzzunk az éggömb középpontján keresztül a függőön irányával párhuzamos egyenest (1.7. ábra). Ez az egyenes két pontban dőli az éggömböt, a Z zenit- és az N nadirpontban. A két pont közül az a zenit, amely a megfigyelő fölött helyezkedik el. Állítsunk az éggömb középpontján keresztül a ZN egyenesre merőleges síkot: ez a *horizont síkja*. Ez a sík a horizontális koordináta-rendszer alapsíkja. A horizont síkja az éggömböt egy főkörben metszi, amelynek neve: *horizont*. Húzzunk az éggömb középpontján keresztül a Föld forgástengelyével párhuzamos egyenest. Ez két pontban dőli az éggömböt, a P északi és a P' déli póluspontban. A P , Z , P' és N pontokon áthaladó főkör neve: *égi meridián*, ennek a főkörnek a síkja pedig az *égi meridián síkja*. (A következőkben az egyszerűség kedvéért az „égi” jelzőt



1.7. ábra. A topocentrikus horizontális koordináta-rendszer

elhagyjuk). Tartózkodjék a megfigyelő (azaz az éggömb középpontja) a Föld északi féltekéjén. Ha a meridiánon a P pontból a Z pont irányában indulunk el, akkor a meridián rendre a horizont délpontjában (D_h) és a horizont északpontjában (\hat{E}_h) metszi a horizontot. A horizontális koordináta-rendszerben az alapirány az OD_h egyenes iránya, a körüljárási irány pedig a zenit irányából nézve az óramutató járásával megegyező. A térképészetben és a katonaságnál szokás néha a horizontális koordináta-rendszer alapirányát az OD_h irány helyett az $O\hat{E}_h$ iránynak választani. Ezért a gyakorlatban célszerű mindig megvizsgálni, hogy az adott esetben az alapirányt északnak vagy délnek választották-e?

A horizontális koordináta-rendszerben a horizonttal párhuzamos köröket (arab eredetű kifejezéssel) *almukantarátok*nak nevezzük. A zenitet és a nadírt összekötő félkörök neve: *vertikális kör*. Azokat a vertikálisokat, amelyeknek a síkja merőleges a meridián síkjára, *első vertikálisok*nak nevezzük. A két első vertikális a horizontból a horizont nyugatpontját (Ny_h) és a horizont keletpontját (K_h) metszi ki úgy, hogy a zenitpontból nézve az óramutató járásával megfelelő körüljárási irányba a D_h , Ny_h , \hat{E}_h , K_h legyen a sorrend.

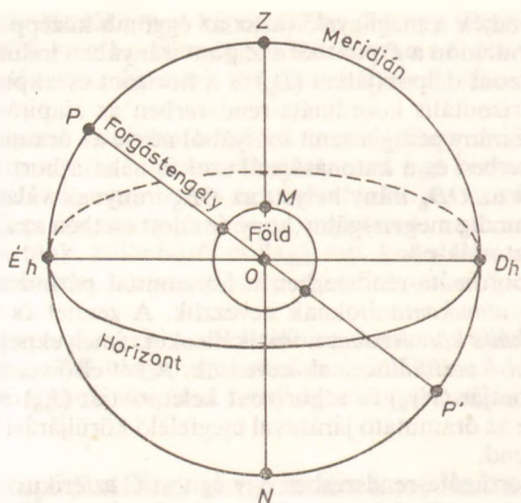
A horizontális koordináta-rendszerben egy égitest C szférikus helyének koordinátáit a következőképpen adhatjuk meg. Húzzunk C -n keresztül egy vertikális kört. Ez a vertikális a horizontot a T_h *horizontális talppont*ban metszi. Kössük össze O -t T_h -val és C -vel. A COT_h szög a C pont m magassága, a D_hOT_h pedig az A *azimutja*. A magasságot fokokban mérjük. Értéke a horizonton: 0° , a zenitben: $+90^\circ$, a nadírban pedig: -90° . Az azimutot szintén fokokban mérjük a D_h pontból D , Ny , \hat{E} irányban, 0° -tól 360° -ig. (Itt jegyezzük meg, hogy néha az azimutot vonásokban mérik; 6000 vonás felel meg 360° -nak.) A geodéziában az azimutot általában az \hat{E} -i iránytól mérik. A horizontális koordináta-rendszerben az azimut és a magasság a C pont szférikus helyét egyértelműen meghatározza. A magasság helyett bizonyos feladatokban célszerű a *zenitávolságot* használni, amely annak kiegészítő szöge:

$$z = 90^\circ - m. \quad (1.1.3)$$

Tengeren vagy sík terepen a látóhatár széle a *természetes horizont*. A természetes horizont nem egyezik meg a horizontális koordináta-rendszerben előbb definiált valódi horizonttal. Ennek két oka van: a légkör fénytörő hatására (refrakció) a természetes horizont a valódi fölött látszik, és a megfigyelő általában nem feltétlenül a Föld felszínén helyezkedik el. Mivel (főleg a tengeri navigációnál) a természetes horizontot használják, a pontosabb méréseknél az adatokat a valódi horizontra kell redukálni. Ennek a redukciónak az értékét „1.4.1. A csillagászati refrakció” című fejezet keretein belül fogjuk tárgyalni.

1.1.5. A geocentrikus horizontális koordináta-rendszer

Bizonyos fajta méréseknél geocentrikus horizontális koordináta-rendszert kell használjunk. Ennek a rendszernek a középpontja értelemszerűen a Föld geometriai középpontjában van (1.8. ábra). Kössük össze az M megfigyelő helyét a Föld középpontjával. Ez az egyenes két pontban dőli az éggömböt: a Z *zenit*- és az N *nadir*pontban. A Föld középpontján keresztül a ZN egyenesre bocsátott merőleges sík metszi ki az éggömbből a *horizontot*. A Föld forgástengelye az éggömbből a P északi és a P' déli póluspontot dőli ki. A PZP' és N pontokon áthaladó sík az M megfigyelő *meridián síkja*, amely az éggömbből a *meridiánt* metszi ki. A meridián és a horizont két metszéspontja (hasonlóan a topocentrikus horizontális rendszerhez): a horizont D_h



1.8. ábra. A geocentrikus horizontális koordináta-rendszer

délpontja és \dot{E}_h északpontja. A magasságot és az azimutot ebben a rendszerben ugyanúgy definiáljuk, mint a topocentrikus esetben.

A topocentrikus és a geocentrikus horizontális koordináták természetesen egymással nem egyeznek meg, aminek két oka van: az égitestek nincsenek végtelenül távol és ezért az M megfigyelő helyéről más irányban látszanak, mint a Föld középpontjából, másrészt a topocentrikus rendszerrel a függőn irányja szabja meg a zenit—nadir irányt, míg a geocentrikusnál a Föld középpontját az M megfigyelő helyével összekötő egyenes. E két egyenes pedig (mint ahogyan a földrajzi koordináták tárgyalása során már említettük) nem esik egybe. Így a geocentrikus horizontális koordináták megadásakor az égitest távolságán kívül ismernünk kell a függőn irányának eltérését a Föld középpontjának irányától. A geocentrikus koordinátákra való redukció kérdésére az „1.4.3. A parallaxis” című fejezetben még vissza fogunk térni.

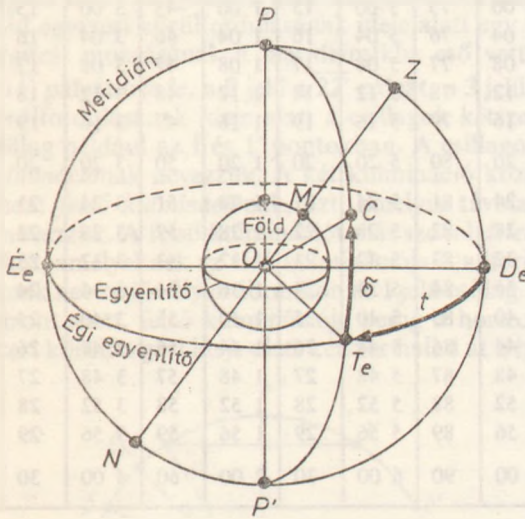
Abban az esetben, ha nem kívánunk $10'$ -nél pontosabb méréseket végezni és a Föld méretei a vizsgált égitest távolságához képest elhanyagolhatóak, akkor mindegy, hogy a topocentrikus vagy a geocentrikus horizontális koordináta-rendszert használjuk. Kényelmi szempontból azonban célszerű ilyenkor a geocentrikus rendszerben dolgozni.

A horizontális koordináta-rendszert akkor célszerű használnunk, ha olyan műszereink van, amelyek tengelyei vízszintesen és függőlegesen vannak beállítva. Ilyen műszerek: az univerzális műszer, a vertikális kör, a teodolit, és újabban a nagyobb rádióteleszkópok és néhány nagy optikai távcső. A horizontális koordináta-rendszer nem tökéletes, mert (kivételes eseteket leszámítva) ugyanazon égitest azimutja és magassága időben változik. Ugyanakkor a Föld két különböző pontján ugyanannak az égitestnek az azimutja és magassága egyazon időpontban más és más. Így egy égitest azimutja és magassága időben és helyről helyre is változik. Éppen ezért egy égitest magasságának és azimutjának megadása csak akkor adhat használható mérési eredményt, ha mellette megadjuk az észlelési hely pontos koordinátáit és az észlelés pontos időpontját is.

1.1.6. Az első egyenlítői koordináta-rendszer

Az első egyenlítői (vagy másképpen *ekvatoriális*) koordináta-rendszer a horizontális koordináta-rendszerhez hasonlóan lehet topocentrikus vagy geocentrikus. Az egyszerűség kedvéért itt csak a geocentrikus egyenlítői koordináta-rendszerrel fogunk foglalkozni.

Húzzunk az éggömb O középpontján keresztül (1.9. ábra) a Föld forgástengelyével párhuzamos egyenest, ami esetünkben egybeesik a Föld forgástengelyével. Ez az egyenes két pontban dőfi az éggömböt, a P északi póluspontban és a P' déli póluspontban. Állítsunk az O ponton keresztül a PP' egyenesre merőleges síkot. Ez a sík az *égi egyenlítő síkja*. (A továbbiakban az egyszerűség kedvéért az „égi” jelzőt elhagyjuk.) Az egyenlítő síkja az éggömböt egy főkörben metszi, melynek neve *egyenlítő*, vagy más néven *ekvátor*. Húzzunk most az éggömb középpontján keresztül a függőön irányával párhuzamos egyenest. Ez az egyenes (mint már láttuk) a Z zenitpontban és az N nadírpontban dőfi az éggömböt. A $PZP'N$ pontok az éggömbön a meridiánt határozzák meg. Ha a meridiánon a P pontból a Z felé indulunk el, akkor a meridián és az egyenlítő első metszéspontja az *egyenlítő D_e délpontja*, a második pedig az *egyenlítő E_e északpontja*. Az első egyenlítői koordináta-rendszerben a kiinduló irány az OD_e irány, a körüljárási irány pedig a P pontból nézve az óramutató járásával megegyezik.



1.9. ábra. Az első egyenlítői koordináta-rendszer

Az első egyenlítői koordináta-rendszerben egy égitest C szférikus helyét a következőképpen adhatjuk meg: Húzzunk egy főkört az éggömbön, amely átmegy a P , C és P' pontokon. Ez a főkör az egyenlítőt a T_e *egyenlítői talppontban* metszi. Kössük össze O -t T_e -vel és C -vel. A COT_e szög az égitest δ *deklinációja*, a D_eOT_e szög pedig a t *óraszöge*. A deklinációt fokokban mérjük; számszerű értéke az egyenlítőn: 0° , az északi póluspontban: $+90^\circ$, a déli póluspontban: -90° . Az óraszöveget az óramutató járásával megegyező irányban órákban mérjük, mégpedig úgy, hogy a teljes (360° -os) szögnek 24^b felel meg. Az órákban és a fokokban mért szögértékek átszámítását könynyíti meg az 1.1. táblázat.

1.1. táblázat. Szögmérték átszámítása időmértékre

°	h m	°	h m	°	h m	'	m s	'	m s	"	s	"	s
0	0 00	30	2 00	60	4 00	0	0 00	30	2 00	0	0,00	30	2,00
1	0 04	31	2 04	61	4 04	1	0 04	31	2 04	1	0,07	31	2,07
2	0 08	32	2 08	62	4 08	2	0 08	32	2 08	2	0,13	32	2,13
3	0 12	33	2 12	63	4 12	3	0 12	33	2 12	3	0,20	33	2,20
4	0 16	34	2 16	64	4 16	4	0 16	34	2 16	4	0,27	34	2,27
5	0 20	35	2 20	65	4 20	5	0 20	35	2 20	5	0,33	35	2,33
6	0 24	36	2 24	66	4 24	6	0 24	36	2 24	6	0,40	36	2,40
7	0 28	37	2 28	67	4 28	7	0 28	37	2 28	7	0,47	37	2,47
8	0 32	38	2 32	68	4 32	8	0 32	38	2 32	8	0,53	38	2,53
9	0 36	39	2 36	69	4 36	9	0 36	39	2 36	9	0,60	39	2,60
10	0 40	40	2 40	70	4 40	10	0 40	40	2 40	10	0,67	40	2,67
11	0 44	41	2 44	71	4 44	11	0 44	41	2 44	11	0,73	41	2,73
12	0 48	42	2 48	72	4 48	12	0 48	42	2 48	12	0,80	42	2,80
13	0 52	43	2 52	73	4 52	13	0 52	43	2 52	13	0,87	43	2,87
14	0 56	44	2 56	74	4 56	14	0 56	44	2 56	14	0,93	44	2,93
15	1 00	45	3 00	75	5 00	15	1 00	45	3 00	15	1,00	45	3,00
16	1 04	46	3 04	76	5 04	16	1 04	46	3 04	16	1,07	46	3,07
17	1 08	47	3 08	77	5 08	17	1 08	47	3 08	17	1,13	47	3,13
18	1 12	48	3 12	78	5 12	18	1 12	48	3 12	18	1,20	48	3,20
19	1 16	49	3 16	79	5 16	19	1 16	49	3 16	19	1,27	49	3,27
20	1 20	50	3 20	80	5 20	20	1 20	50	3 20	20	1,33	50	3,33
21	1 24	51	3 24	81	5 24	21	1 24	51	3 24	21	1,40	51	3,40
22	1 28	52	3 28	82	5 28	22	1 28	52	3 28	22	1,47	52	3,47
23	1 32	53	3 32	83	5 32	23	1 32	53	3 32	23	1,53	53	3,53
24	1 36	54	3 36	84	5 36	24	1 36	54	3 36	24	1,60	54	3,60
25	1 40	55	3 40	85	5 40	25	1 40	55	3 40	25	1,67	55	3,67
26	1 44	56	3 44	86	5 44	26	1 44	56	3 44	26	1,73	56	3,73
27	1 48	57	3 48	87	5 48	27	1 48	57	3 48	27	1,80	57	3,80
28	1 52	58	3 52	88	5 52	28	1 52	58	3 52	28	1,87	58	3,87
29	1 56	59	3 56	89	5 56	29	1 56	59	3 56	29	1,93	59	3,93
30	2 00	60	4 00	90	6 00	30	2 00	60	4 00	30	2,00	60	4,00

$$90^\circ = 6^h \quad 180^\circ = 12^h \quad 270^\circ = 18^h$$

Az első egyenlítői koordináta-rendszerben az egyenlítővel párhuzamos köröket *deklinációs köröknek*, a P és P' pontokat összekötő félköröket pedig *óráköröknek* nevezzük.

Bizonyos feladatokban célszerű a deklináció helyett annak kiegészítő szögét, a p *pólustávolságot* használni:

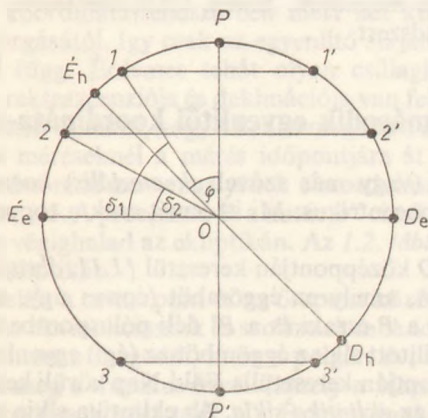
$$p = 90^\circ - \delta. \quad (1.1.4)$$

Ha az égitest távolságához képest a Föld méretei elhanyagolhatóak és ha eltekin-tünk a Föld egyenlítői síkjának igen lassú változásától, akkor egy égitest δ dekliná-ció szöge már nem függ a Föld tengely körüli forgásától, azaz az időtől. Az előbbi

feltételek mellett a csillag deklinációjának értéke független a megfigyelőnek a Föld felszínén elfoglalt helyétől. Ugyanez már nem mondható el az óraszögről, hiszen az a megfigyelő meridiánsíkjából mért szögtávolságot jelenti, tehát számszerű értéke értelemszerűen függ a megfigyelőnek a Föld felszínén elfoglalt helyétől. A fix helyen tartózkodó megfigyelő számára egy csillag óraszöge szintén változik, hiszen a csillag iránya a térben változatlan marad, a megfigyelő meridiánsíkja pedig a Földdel együtt elfordul. Egy csillag óraszöge a Föld egyszeri körülfordulásának ideje alatt pontosan a teljes szöggel, azaz 24 órával változik meg. Így, ha egy olyan időrendszert vezetünk be (lásd később), amelyben a Föld egyenletes szögsebességgel forog, és 24 óra alatt 360° -os szöget fordul el, akkor ebben az időrendszerben a csillag óraszöge 1 óra alatt 1 órát, 1 perc alatt 1 percet változik meg stb. Így (alkalmas időrendszerben), ha egy időpontban ismerjük egy égitest t óraszögét, akkor a idő múlva a csillag óraszöge $t+a$ lesz. Az első egyenlítői koordináta-rendszerben, bár egy égitest óraszöge időben változik, mégis aktuális értéke könnyen kiszámítható.

Tekintsünk most együtt egy első egyenlítői és egy horizontális koordináta-rendszert, egy az északi féltekén elhelyezkedő megfigyelő számára. Az egyszerűség kedvéért az éggömbnek csak a meridián síkjával való metszetét tüntettük fel (1.10. ábra). A horizont észak- és délpontja az \dot{E}_h és D_h pont, az egyenlítő észak- és délpontja pedig az \dot{E}_e és D_e pont. Az 1.1.2. pontban már láttuk, hogy a pólus horizont feletti magassága, vagyis az $\dot{E}_h OP$ szög éppen a megfigyelő helyének φ földrajzi szélességével egyezik meg. A Föld forgása miatt az égitestek szférikus helyei deklinációs körök mentén mozdulnak el; a Föld egyszeri körülfordulásának ideje alatt egy teljes kört írnak le. Ábránkon három égitest mozgásának a meridiánsíkba eső vetületét tüntettük fel. Az 1 jelű csillag az $\overline{11}$ ' pályát írja le, a 2 jelű a $\overline{22}$ ' pályát, a 3 jelű pedig a $\overline{33}$ ' pályát. A Föld egyszeri körülfordulásának ideje alatt a csillagok kétszer kerülnek a meridiánba; az 1 jelű csillag például az 1 és 1' pontokban. A csillagoknak a meridiánon való áthaladását *kulmináció*nak nevezzük. A két kulmináció közül azt, amelyik közelebb van a zenithez: *felső kulmináció*nak, azt, amelyik távolabb van a zenittől: *alsó kulmináció*nak nevezzük. A felső kulminációt más szóval *delelés*nek is hívjuk.

Azokat a csillagokat, amelyeknek az alsó kulminációja is a horizont felett van, *cirkumpoláris csillagok*nak nevezzük. Ilyen ábránkon az 1 jelű csillag. A 2 jelű csillag alsó kulminációja a horizont alatt, felső kulminációja pedig a horizont felett van. Ez a csillag a Föld egyszeri körülfordulási ideje alatt kétszer halad át a horizonton. Amikor



1.10. ábra. A cirkumpolaritás feltétele.
Ha $\delta > 90^\circ - \varphi$, a csillag cirkumpoláris

magassága negatívból pozitívba vált, akkor a csillag kel, amikor pozitívból negatívba változik, akkor a csillag lenyugszik. A 3 jelű csillagnak a felső kulminációja is a horizont alatt van, így ez a csillag a megfigyelő számára nem látható.

A cirkumpolaritásra konkrét feltételt is adhatunk. Az 1.10. ábrából láthatjuk, hogy a φ földrajzi szélességen, az északi féltekén elhelyezkedő megfigyelő számára egy csillag akkor cirkumpoláris, ha δ deklinációja kielégíti a következő feltételt:

$$\delta \geq 90^\circ - \varphi. \quad (1.1.5)$$

Könnyen látható, hogy azok a csillagok, amelyeknek deklinációjára érvényes a

$$\varphi - 90^\circ < \delta < 90^\circ - \varphi \quad (1.1.6)$$

feltétel, felkelnek és lenyugszanak, míg azok a csillagok, amelyekre

$$\delta \leq \varphi - 90^\circ, \quad (1.1.7)$$

az adott megfigyelő helyén nem láthatók.

Budapest földrajzi szélességén ($\varphi = 47^\circ 30'$) azok a csillagok, amelyekre $\delta \geq 42^\circ 30'$, cirkumpolárisak, azok amelyekre $\delta \leq -42^\circ 30'$, sohasem láthatók. Az összes többi csillag felkel és lenyugszik. A Föld északi pólusán ($\varphi = 90^\circ$) a $\delta \geq 0^\circ$ deklinációjú csillagok cirkumpolárisak, a $\delta \leq 0^\circ$ deklinációjúak pedig nem láthatók. Az egyenlítőn ($\varphi = 0^\circ$) minden csillag felkel és lenyugszik.

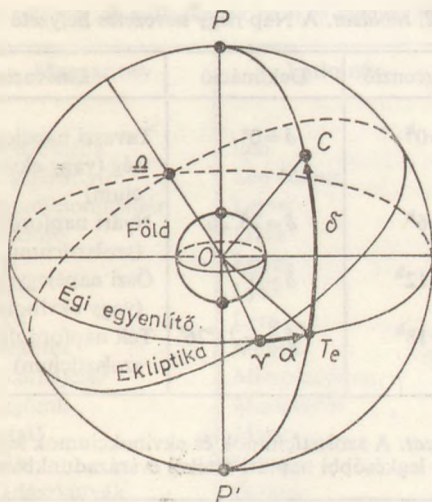
A csillagászati távcsövek túlnyomó többsége *parallaktikus* szerelésű, ami annyit jelent, hogy egyik tengelyük párhuzamos a Föld forgástengelyével (óratengely), másik tengelyük pedig erre merőleges (deklinációs tengely). A deklinációs tengely körül forgatva a távcsövet, beállítható a vizsgált égitest deklinációja. Mivel az égitestek óraszöge az idővel arányosan nő, a távcsövet az óratengely körül egy *óragéppel* úgy forgatják, hogy a távcső mindig az égitest pillanatnyi óraszögére álljon be. Az ilyen szerelésű távcsövek használata esetén igen előnyös az első egyenlítői koordináta-rendszer használata, mert a deklinációt fixen beállíthatjuk, az óraszöget pedig egy óragéppel folyamatosan követhetjük.

Az egyenlítői koordináta-rendszerben egy csillag deklinációja csak igen lassan változik, óraszöge azonban függ a megfigyelő helyétől, és időben is változik. Így az óraszög csak akkor jellemzi a csillagnak az éggömbön elfoglalt helyét, ha a megfigyelés pontos helyét és idejét is megadjuk. Ennek kiküszöbölésére vezették be a második egyenlítői koordináta-rendszert.

1.1.7. A második egyenlítői koordináta-rendszer

A *második egyenlítői* (vagy más szóval *ekvatoriális*) *koordináta-rendszer* szintén lehet geocentrikus és topocentrikus. Mi itt ismét csak a topocentrikus esettel foglalkozunk.

Húzzunk az éggömb O középpontján keresztül (1.11. ábra) a Föld forgástengelyével párhuzamos egyenest, amely az éggömböt (éppen úgy, mint az első egyenlítői koordináta-rendszerben) a P északi és a P' déli póluspontban döfi. Az O -ban a PP' egyenesre merőlegesen állított sík az éggömböt az (égi) egyenlítőben metszi. Húzzunk most az éggömb középpontján keresztül a Föld Nap körüli keringésének síkjával párhuzamos síkot. Ez a sík az *ekliptika síkja*. Az ekliptika síkja az éggömböt az *ekliptikában* metszi. Mivel az éggömb középpontját az ekliptika egyes pontjaival összekötő egyenesek párhuzamosak a Napot a Földdel összekötő egyenessel az év valamely



1.11. ábra. A második egyenlítői koordináta-rendszer

időpontjában, az ekliptika nem más, mint a Nap évi járásának nyomvonala az ég-gömbön. Az egyenlítő és az ekliptika egymással (jelenleg) 1984. jan. 0-án $23^{\circ} 26' 28'' 909$ -es szöget zár be, és ez a szög az idő függvényében lassan változik. Az ekliptika és az egyenlítő két pontban metszi egymást, a Υ tavaszpontban és az Ω ősypontban. A két metszéspont közül azt nevezzük tavaszpontnak, amelyben a Nap évi mozgása folyamán a déli féltékéről az északi féltékére lép. A második egyenlítői koordináta-rendszerben egy pontszerű égitest C szférikus helyét a következőképpen adhatjuk meg. Húzzunk a P , C és P' pontokon keresztül egy órákört. Ez az órákör az egyenlítőt a T_e egyenlítői talppontban metszi. Kössük össze O -t T_e -vel és C -vel. COT_e szög (éppen úgy, mint az első ekvatoriális koordináta-rendszerben) a δ deklináció. A $\angle OT_eC$ jele: α , és neve: rektaszenció. A rektaszenciót a P pontból nézve az óramutató járásával ellentétes, azaz a Nap évi mozgásával megegyező irányban mérjük órákban. A rektaszenció számszerű értéke a tavaszpontban: 0^h , az ősypontban: 12^h . A második egyenlítői koordináta-rendszerben mért két koordináta már független a Föld tengely körüli forgásától, így csak az egyenlítő síkjának és az ekliptika síkjának lassú változásától függ. Érdeemes tehát olyan csillagkatalógusokat készíteni, amelyekben a csillagok rektaszenciója és deklinációja van feltüntetve. Természetesen a csillagkatalóguson fel kell tüntetni, hogy a benne megadott értékek milyen időpontra vonatkoznak és pontos méréseknel a mérés időpontjára át kell számolnunk ezeket az adatokat. A koordináta-rendszer tengelyének elmozdulása miatt szükséges korrekciókról részletesen majd „1.5. A precessió és a nutáció” című fejezetben fogunk beszélni.

A Nap az év folyamán végighalad az ekliptikán. Az 1.2. táblázat mutatja a Nap négy nevezetes helyzetét az ekliptikán.

A Nap deklinációja tehát a tavaszpont és az ősypont között pozitív, majd a következő félévben negatív. Az ekvinokciumok és szolsztíciumok időpontját azért nem lehet a polgári naptárban pontosan megadni, mert a polgári év, ami mindig egész számú nappól áll, nem egyezik meg a tropikus évvel (amely a Nap tavaszpontban való két egymást követő tartózkodása között telik el). Évszázadunkban a szolsztíciumok és ekvinokciumok legkorábbi és legkésőbbi naptári értékeit az 1.3. táblázatban adjuk meg világidőben

1.2. táblázat. A Nap négy nevezetes helyzete

Hely	Rektasznczió	Deklináció	Elnevezés	Közelítő időpont
Tavaszpont	$\alpha = 0^h$	$\delta = 0^\circ$	Tavaszi napéjegylenlőség (vagy ekvinokcium)	Márc. 21.
Nyárpont	$\alpha = 6^h$	$\delta = 23^\circ 26'$	Nyári napforduló (szolsztcium)	Jún. 21.
Őszpont	$\alpha = 12^h$	$\delta = 0^\circ$	Őszi napéjegylenlőség (vagy ekvinokcium)	Szept. 23.
Télpont	$\alpha = 18^h$	$\delta = -23^\circ 26'$	Téli napforduló (vagy szolsztcium)	Dec. 22.

1.3. táblázat. A szolsztciumok és ekvinokciumok legkorábbi és legkésőbbi naptári értékei évszázadunkban

Évszak	Legkésőbbi (1903)	Legkorábbi (2000)
Tavaszi	Márc. 21; 19 ^h	Márc. 20; 7 ^h
Nyári	Jún. 22; 15 ^h	Jún. 21; 2 ^h
Őszi	Szept. 24; 6 ^h	Szept. 22; 17 ^h
Téli	Dec. 23; 0 ^h	Dec. 21; 13 ^h

Érdeemes megjegyezni, hogy az ekvinokciumok és szolsztciumok lehetséges legkorábbi bekövetkezése a polgári naptárban 2096-ban lesz.

A rektasznczió és deklináció megadása mellett a legfényesebb csillagokat *külön névvel* is ellátjuk. A legtöbb csillagnév görög, latin vagy arab eredetű. Ilyen például az égbolt legfényesebb csillaga: a Sirius.

Szokás ezenkívül a csillagokat az égen való könnyebb tájékozódás érdekében csillagképekbe is sorolni. Az IAU (International Astronomical Union, Nemzetközi Csillagászati Unió) 1928-as határozata alapján deklinációs és rektaszncziós körökkel az éggömböt 88 tartományra osztották. Minden ilyen tartomány egy *csillagkép*, amelynek külön neve van. A csillagképek latin és magyar neveit az 1.4. táblázatban foglaltuk össze. A legismertebbek az ekliptika mentén elhelyezkedő csillagképek, amelyek többnyire állatokról kapták nevüket, ezért *állatöv*nek nevezzük ezeket. Az állatöv vagy *zodiákus csillagképei*, illetve azok *jelölései* a következők:

Kos Bika Ikrek Rák Oroszlán Szűz
 Υ $\♉$ $\♊$ $\♋$ $\♌$ $\♍$

Mérleg Skorpió Nyilas Bak Vizöntő Halak
 $\♎$ $\♏$ $\♐$ $\♑$ $\♒$ $\♓$

A tavaszpont Υ jele azért egyezik meg a Kos csillagkép jelével, mert több mint 2000 évvel ezelőtt, amikor ennek helyét meghatározták, akkor a Kos csillagképben volt. A tavaszpont (később tárgyalandó) elmozdulása miatt ma már a Halak csillagképbe tolódott el. A csillagképek legfényesebb csillagait α -val, a második legfényesebb csillagait β -val stb. jelöljük. Így például a Lyra (Lant) csillagkép legfényesebb csillaga

1.4. táblázat. A csillagképek latin és magyar nevei

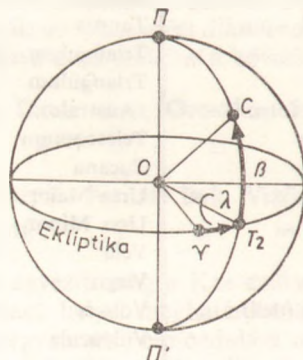
Latin név	Magyar név	Latin név	Magyar név
Andromeda	Androméda	Leo	Oroszlán
Antila	Légszivattyú	Leo Minor	Kis Oroszlán
Apus	Paradicsommadár	Lepus	Nyúl
Aquarius	Vízöntő	Libra	Mérleg
Aquila	Sas	Lupus	Farkas
Ara	Oltár	Lynx	Hiúz
Aries	Kos	Lyra	Lant
Auriga	Szekeres	Mensa	Tábla-hegy
Bootes	Ökörhajcsár	Microscopium	Mikroszkóp
Caelum	Éggömb	Monoceros	Egyszarvú
Camelopardalis	Zsiráf	Musca	Légy
Cancer	Rák	Norma	Szögmérő
Canes Venatici	Vadászkutyák	Octans	Oktáns (Nyolcadkör)
Canis Maior	Nagy Kutya	Ophiuchus	Kígyótartó
Canis Minor	Kis Kutya	Orion	Orion
Capricornus	Bak	Pavo	Páva
Carina	Hajógerinc	Pegasus	Pegazus
Cassiopeia	Cassiopeia	Perseus	Perzeusz
Centaurus	Kentaur	Phoenix	Főnixmadár
Cepheus	Cefeusz (Kefeusz)	Pictor	Festőállvány
Cetus	Cet	Pices	Halak
Chamaeleon	Kaméleon	Picis Austrinis	Déli Halak
Circinus	Körző	Puppis	Hajó fara
Columba	Galamb	Pyxis	Tájoló
Coma Berenices	Bereniké haja	Reticulum	Háló
Corona Australis	Déli korona	Sagitta	Nyíl
Corona Borealis	Északi korona	Sagittarius	Nyilas
Corvus	Holló	Scorpius	Skorpió
Crater	Serleg	Scutum	Pajzs
Crux	Dél Keresztje	Sculptor	Szobrászműhely
Cygnus	Hattyú	Serpens	Kígyó
Delphinus	Delfin	Sextans	Szeksztáns
Dorado	Aranyhal	Taurus	Bika
Draco	Sárkány	Triangulum	Háromszög
Equuleus	Csikó	Triangulum	
Eridanus	Eridanus folyó	Australe	Déli Háromszög
Fornax	Kemence	Telescopium	Távcső
Gemini	Ikrek	Tucana	Tukán
Grus	Daru	Ursa Maior	Nagy Medve
Hercules	Herkules	Ursa Minor	Kis Medve
Horologium	Ingaóra	Vela	Vitorla
Hydra	Vízikígyó	Virgo	Szűsz
Hydrus	Vízikígyó (déli)	Volans	Repülőhal
Indus	Indiai	Vulpecula	Kis Róka
Lacerta	Gyík		

(a Vega) az α Lyrae nevet kapta. Az egyes csillagképek csillagait a görög ABC betűin kívül a latin ABC betűivel is szoktuk jelölni, sőt kettős betűkombinációkat is használnak (pl. AC Andromedae). A változó csillagokat általában az ABC utolsó betűivel szoktuk jelölni (pl. RR Lyrae).

Bár a csillagoknak az égbolton elfoglalt helyét precízen a második ekvatoriális koordináta-rendszer koordinátaival, a deklinációval és a rektaszenciával adhatjuk meg, mégis gyakran használjuk a csillagok egyedi elnevezéseit is.

1.1.8. Az ekliptikai koordináta-rendszer

A naprendszerbeli égitestek mozgásának vizsgálatakor sokszor célszerű olyan koordináta-rendszert választani, amelynek alapsíkja az ekliptika. Ilyen rendszer az ekliptikai koordináta-rendszer, amelyet most ismét csak a topocentrikus esetben tárgyalunk, de az ekliptikai koordináta-rendszer lehet geocentrikus és heliocentrikus is. Húzzunk az éggömb O középpontján keresztül (1.12. ábra) a Föld pályasíkjával párhuzamos síkot; ez az *ekliptika síkja*, amely az éggömbből az *ekliptikát* metszi ki. Az éggömb középpontjában az ekliptika síkjára bocsátott merőleges az éggömbből az *ekliptika Π pólusát* és *Π' antipólusát* metszi ki. A Π ekliptikai pólus az ekvatoriális koordináta-rendszer északi féltekéjén helyezkedik el. Húzzunk az éggömb középpontján keresztül a Föld egyenlítői síkjával párhuzamos síkot, amely — mint korábban már láttuk — az éggömbből az egyenlítőt metszi ki. Az egyenlítő és az ekliptika egymást két pontban, a Υ tavaszpontban és az \simeq őszpontban metszi. Az ekliptikai koordináta-rendszer alapsíkja az ekliptika síkja, a kiindulási irány pedig az éggömb O középpontját a Υ tavaszponttal összekötő egyenes. A körüljárási irány megegyezik a Nap ekliptikán való évi mozgásának irányával. Egy C pont szférikus helyét az ekliptikai koordináta-rendszerben a következőképpen adhatjuk meg. Húzzunk a Π , C és Π' pontokon keresztül egy félkört. Ez a félkör az ekliptikát a T_2 ekliptikai talppontban metszi. Kössük össze O -t C -vel és T_2 -vel. A COT_2 szög a β *ekliptikai szélesség*, a ΥOT_2 szög pedig a λ *ekliptikai hosszúság*. Az ekliptikai szélességet fokokban mérjük úgy, hogy számszerű értéke az ekliptikán 0° , az ekliptika Π pólusában $+90^\circ$, az ekliptika Π' antipólusában pedig -90° . Az ekliptikai hosszúságot a Υ tavaszponttól kiindulva a Nap járásával egyező irányban fokokban mérjük, 0° -tól 360° -ig. A Nap ekliptikai szélessége értelemszerűen mindig 0° . Ma az ekliptikai koordináta-rendszerbe beállított műszereket nem használunk. A középkorban alkalmazott „armilláris szféra” nevű műszerrel viszont lehetett közvetlenül ekliptikai koordinátákat is mérni.

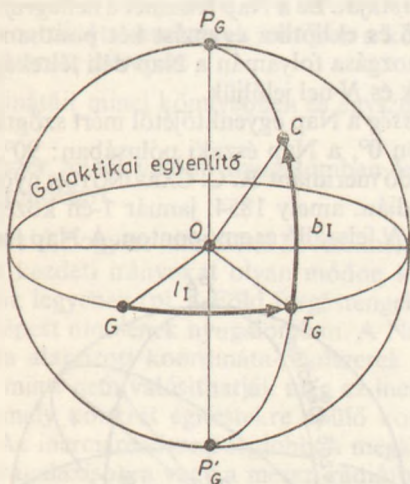


1.12. ábra. Az ekliptikai koordináta-rendszer

1.1.9. A galaktikai koordináta-rendszer

A galaktikai koordináta-rendszert elsősorban a sztellársztronómiában használják. A galaktikai koordináta-rendszer P_G pólusa a második ekvatoriális koordináta-rendszer $\alpha=12^h49^m$, $\delta=27^\circ24'$ pontjában van. A P_G pontot az éggömb O középpontjával összekötő egyenesnek az éggömbbel való másik metszéspontja a P_G^* galaktikai antipólus. Ha az O ponton keresztül a $P_G P_G^*$ egyenesre merőleges síkot húzunk, akkor ez a sík az éggömbből a galaktikai egyenlítőt metszi ki. A galaktikai egyenlítő a Föld egyenlítői síkjával $62^\circ6'$ -os szöget zár be. A galaktikai egyenlítő közel párhuzamos a Tejútrendszer szimmetriasisíkjával. Ez a galaktikai koordináta-rendszer alapsíkja.

A galaktikai koordináta-rendszer definícióját 1971-ben megváltoztatták, ezért beszélünk régi és új galaktikai koordináta-rendszerről. A régi galaktikai koordináta-rendszerrel a kiindulási irány az éggömb O középpontját a galaktikai és földi egyenlítő G metszéspontjával összekötő irány (a felszálló csomó). A régi galaktikai koordináta-rendszerben egy égitest koordinátáit a következőképpen adhatjuk meg. Húzzunk a P_G , C és P_G^* pontokon keresztül egy félkört (1.13. ábra). Ez a galaktikai egyenlítőt a T_G galaktikai talppontban metszi. Kössük össze O -t C -vel és T_G -vel. A COT_G szög a b_I galaktikai szélesség, amelyet fokokban mérünk. A galaktikai szélesség számszerű értéke a galaktikai egyenlítőn 0° , a P_G galaktikai pólusban 90° , a P_G^* galaktikai antipólusban -90° . Az l_I régi galaktikai hosszúság a GOT_G szög, amelyet a G pontból kiindulva fokokban mérünk, a P_G pontból nézve az óramutató járásával ellentétes irányban



1.13. ábra. A „régii” galaktikai koordináta-rendszer

Az új galaktikai koordináta-rendszerben a b_{II} új galaktikai szélességet ugyanúgy mérjük, mint a régi rendszerben. A kiinduló irányt az új rendszerben úgy választották meg, hogy az közel a galaxis centrumának irányába mutasson. Az 1971-ből származó definíció szerint az l_{II} új galaktikai hosszúságot a galaktikai egyenlítő felszálló csomójától $33^\circ0'$ -ra nyugatra levő ponttól mérik. Így az új és a régi galaktikai hosszúság között 1971-től a következő összefüggés van:

$$l_{II} = l_I + 33^\circ0. \quad (1.1.7)$$

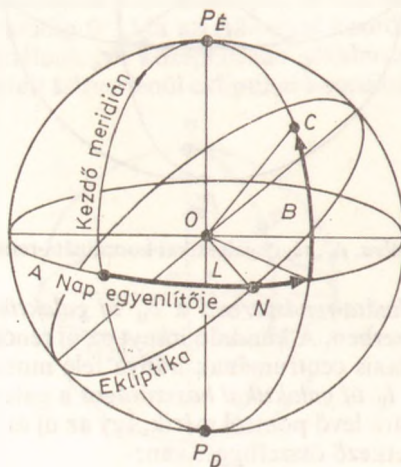
Mivel a Tejútrendszer szimmetriásíkjának helyzetét és a Galaxis centrumának irányát egyre nagyobb pontossággal ismerjük, a galaktikai koordináta-rendszer alapíkjának és kiindulási irányának helyzetét a második ekvatoriális rendszerben időről időre pontosítják. Így pontos mérések esetén a galaktikai koordináták megadásakor az észlelés időpontját is meg kell adni. A galaktikai és a második ekvatoriális koordináták közötti átszámító táblázatok is csak meghatározott időpontra pontosak. A galaktikai koordinátáknak $0^{\circ}1$ -nél pontosabban való megadására azonban csak nagyon ritkán van szükség.

1.1.10. A heliografikus koordináták

A Naprendszer különböző égitesteinek felszínén levő alakzatok helyének megadására, különböző koordináta-rendszereket használunk. Így léteznek planetografikus, szelenografikus és heliografikus koordináták. Jelen könyvünkben csak a heliografikus koordináta-rendszerrel kívánunk foglalkozni. Az itt nem ismertetett korodináta-rendszerek megtalálhatók pl. az „Explanatory Supplement to the Astronomical Ephemeris” című könyvben (lásd irodalomjegyzéket).

A heliografikus koordinátákat a Napon hasonló módon definiáljuk, mint a Földön a földrajzi koordinátákat. A Nap forgástengelye a Nap felszínéből a P_E északi pólust és P_D déli pólust dőli ki (1.14. ábra). A Nap középpontjában a $P_E P_D$ egyenesre állított merőleges sík a Nap felszínéből a Nap egyenlítőjét metszi ki. A $P_E P_D$ pontokat összekötő félkörök a *heliografikus meridiánok*. Húzzuk most meg a Nap középpontján keresztül a Föld keringési síkját. Ez a Nap felszínét a *heliografikus ekliptikában* metszi. A heliografikus egyenlítő és ekliptika egymást két pontban metszi. Ezek közül azt, amelyikben a Föld évi mozgása folyamán a Nap déli féltekéjétől az északira lép, *felsőszálló csomónak* nevezzük és N -nel jelöljük.

A B heliografikus szélesség a Nap egyenlítőjétől mért szögtávolság, amelynek számzerű értéke az egyenlítőn 0° , a Nap északi pólusában: 90° , déli pólusában: -90° . A Nap felszínén levő kezdő meridiánt R. C. CARRINGTON nyomán a következőképpen definiáljuk: ez az a meridián, amely 1854. január 1-én középidejben vett greenwichi délben éppen áthaladt az N felszálló csomóponton. A Nap forgási periódusát az álló-



1.14. ábra. A heliografikus koordináták

csillagokhoz képest 25,38 középnapnak véve, a kezdeti meridián $14^{\circ}184$ fokkal mozdul el középnaponként. Az L heliografikus hosszúságot mindig a pillanatnyi kezdeti meridiántól mérjük a Nap forgásával megegyező irányban.

A Föld forgástengelyéhez illeszkedő és a Nap középpontján áthaladó sík a Nap felszínéből a *centrálmeridiánt* metszi ki. A Föld és a Nap középpontját összekötő egyenesnek a Nap felszínével való metszéspontját a *napkorong középpontjának* nevezüjük. A Nap forgástengelyének a centrálmeridiánnal bezárt szögét P -vel jelöljük és fokokban mérjük. P értéke a centrálmeridiántól keletre pozitív, nyugatra negatív. A napkorong középpontjának heliografikus koordinátáit az évkönyvekben L_0 -val és B_0 -val szokás jelölni. A Nap egy rotációs periódusának kezdete alatt azt az időpontot értjük, amikor $L_0=0$. A Nap rotációt 1853. nov. 9-től számoljuk. P , L_0 , B_0 értékét és a naprotációk számát a csillagászati évkönyvekből olvashatjuk ki. Csak tájékoztatásul közöljük, hogy 1984. jan. 8^d/73-kor az 1744-ik naprotáció kezdődött. A Nap Földhöz viszonyított (szinodikus) forgási periódusa $27^d,2753$ középnap, tehát egy naprotáció ennyi ideig tart.

Egy napfelszíni pontnak a napkorongon elfoglalt helyéből, az észlelési idő ismeretében kiszámíthatóak a heliografikus koordináták. Ezekre a számításokra majd az „1.3. Átszámítások koordináta-rendszerek között” című fejezetben még visszatérünk.

1.1.11. A koordináta-rendszerek megválasztásának elvi kérdései

Az imént ismertetett koordináta-rendszerek esetében a koordináta-rendszer definíciójában két szempont játszott szerepet:

1. Az égitestek koordinátáit minél könnyebben és egyszerűbben meg lehessen határozni.
2. A koordináta-rendszer minél inkább nyugalomban legyen, azaz megközelítse az inerciális koordináta-rendszert.

Az előzőekből nyilvánvaló, hogy az iménti két követelmény egyidejű teljesítése nem valósítható meg, mert a kezdeti irányokat olyan módon kell definiálni, hogy azok könnyen reprodukálhatók legyenek (pl. a Föld forgástengelye), de ezek ugyanakkor egy inerciarendszerhez képest nincsenek nyugalomban. A Naprendszer egyes tagjaira vagy a fényes csillagokra alapozott koordináta-rendszerek a Föld mozgásai, illetve a Tejútrendszer forgása miatt nem valósíthatják meg az inerciarendszert. Nem valószínű az sem, hogy bármely konkrét égitestekre épülő koordináta-rendszer elvileg inerciarendszer legyen. Az inerciarendszert legjobban megközelítő koordináta-rendszer jelenleg a távoli extragalaxisokra vagy a messzi rádióforrásokra alapozott rendszer lehet. Az utóbbi években történtek kísérletek ilyen, távoli objektumokra épülő koordináta-rendszerek bevezetésére, de ezek általános használatára még nem került sor.

1.2. Az időszámítás és a naptár

1.2.1. Az inerciaidő

A csillagászatban nem foglalkozunk az idő filozófiai természetével, hanem csak a gyakorlatban jól használható és jól reprodukálható *konkrét időrendszerek* kialakítására törekszünk. Az idő filozófiai lényegének részletes elemzése megtalálható a „Mi az idő?” című könyvben (lásd irodalomjegyzéket).

Az idő konkrét mérésére tulajdonképpen minden periodikus folyamat alkalmas lenne. Törekvésünk azonban az, hogy olyan időrendszert válasszunk, amellyel a mozgástörvények a lehető legegyszerűbb alakot öltik. Az idő a mozgástörvényekben mint független változó szerepel. Ennek a független változónak a konkrét definícióját úgy szeretnénk megadni, hogy a mozgástörvény alakja a lehető legegyszerűbb legyen. Induljunk ki NEWTON első axiómájából, amely szerint egy olyan test, amelyre külső erők nem hatnak, egyenlő idők alatt egyenlő utakat tesz meg. Ez a törvény egyszerű, ha összhangban van az idő konkrét definíciójával. Az *inerciaidő* (vagy más szóval *tehetetlenégi idő*) az az idő, amelynek a használata esetén egy teljesen magára hagyott test egyenlő idők alatt egyenlő utakat tesz meg. Az inerciaidőt (elméletileg) mérhetnénk egy magára hagyott test mozgásával, például úgy, hogy az idő számszerű mértéke lenne az a távolság, amelyet az illető test egy kiindulási helyből mérve megtesz. A gyakorlatban ez a mérés nem kivitelezhető, mert környezetünkben nem találunk olyan testeket, amelyekre semmilyen erő nem hat. Már maga az a tény, is, hogy megmérjük a test pillanatnyi helyzetét, a testre ható valamilyen erőhatást jelent.

A fizikában és a csillagászatban — jelenleg — olyan változásokat tekintünk egyenleteseknek, amelyeknél egyenlő mértékű változások az inerciaidő egyenlő mértékű növekedésének felelnek meg. Az inerciaidő bevezetése eleve feltételezi NEWTON első axiómájának univerzális érvényességét. Ha valamilyen inerciarendszerben a körülmények vagy a karakterisztikus méretek miatt NEWTON első axiómája eredeti formájában már nem érvényes, akkor ebben a rendszerben az inerciaidő eltér a mi rendszerünkben használt inerciaidőtől. Az idő konkrét rendszereinél olyan mozgásokat választunk a mérés alapjául, amelyeknél a külső erők hatása csekély. Minél jobban sikerül ezt megvalósítanunk, időrendszerünk annál jobban megközelíti az inerciaidőt.

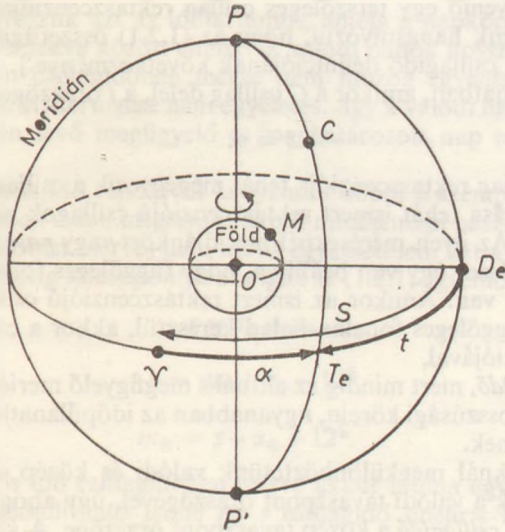
Szeretnénk azonban hangsúlyozni, hogy ahányféle konkrét idődefiníciónk van, annyiféle időrendszerrel rendelkezünk. A különböző módon definiált idők természetesen nem egyformán múlnak, de az egyik rendszer általában áttranszformálható a másik rendszerbe. A különböző időfajták összetévesztése, illetve inkonzekvens használata komoly tévedésekhez vezethet.

A következőkben áttekintjük a csillagászatban leggyakrabban használt időrendszereket.

1.2.2. A csillagidő

A csillagidő az időnek az a mértéke, melynek használata esetén a Föld egyenletes szögsebességgel forog a tengelye körül. Tekintettel arra, hogy a Föld forgási sebességében szezonális és szabálytalan ingadozások is vannak, a csillagidő az inerciaidőhöz viszonyítva nem múlik egyenletesen.

Tekintsünk egy geocentrikus első egyenlítői koordináta-rendszert (1.15. ábra). Legyen az M megfigyelőhöz tartozó meridián síkja a papír síkjában és legyen C egy



1.15. ábra. A csillagidő egyenlő a tavaszpont óraszögével, így $s = \alpha + t$

pontszerű égitest (csillag) szférikus helye. A D_eOT_e szög a csillag t óraszöge. A Föld nyugatról keleti irányban forog a tengelye körül, tehát az M megfigyelő a meridiánnal együtt közel egy nap alatt 360° -kal fordul körbe, miközben a C csillag t óraszöge állandóan növekszik; a Föld 360° -os körülfordulásának ideje alatt pontosan 24 órát. A C csillag t óraszögének változása a csillagidő definíciója is lehetne, azonban ez az idődefiníció függne a kiválasztott csillag egyedi sajátosságaitól, például sajátmozgásától. Éppen ezért a csillagidő definíciójához alapul nem egy meghatározott csillag, hanem a Υ tavaszpont szolgál. A csillagidő definíciója tehát a következő:

A csillagidő (s) egyenlő a tavaszpont óraszögével. Amikor a tavaszpont az M megfigyelő helyén éppen delel, akkor ott a csillagidő pontosan: 0^h . A tavaszpont alsó kulminációjakor a csillagidő: 12^h .

A csillagnap az az időtartam, ami a tavaszpont két egymást követő delelése között eltelik.

A csillagnap 0^m08 -cel kevesebb a Föld forgási periódusánál amiatt, hogy a tavaszpont a Föld tengelyének lassú elmozdulása miatt (precesszió) mozog az álló csillagok mozdulatlan háttéréhez képest.

A tavaszpont az éggömbön inerciaidőben mérve nem egyenletes sebességgel mozog. Ezért a Föld különböző helyein tartozkodó megfigyelők számára a csillagidő (ismét az inerciaidőhöz képest) nem egyforma gyorsasággal múlik, és a csillagnapok sem egyenlő hosszúak. A tavaszpont egyenetlen mozgásából adódó eltérés azonban olyan csekély, hogy el lehet hanyagolni. Ezért a továbbiakban a tavaszpont egyenetlen mozgásai miatti korrekcióktól el fogunk tekinteni.

A csillagidő pillanatnyi értékének meghatározásához meg kell mérnünk a tavaszpont óraszögét. Ez közvetlenül nem tehető meg, mert a tavaszpont helye nincs kijelölve az éggömbön. Legyen a C csillag óraszöge: t , rektaszenciája pedig: α . A csillagidőt jelöljük s -sel. Az 1.15. ábrából világos, hogy

$$s = \alpha + t, \quad (1.2.1)$$

azaz a csillagidő egyenlő egy tetszőleges csillag rektaszncenziójának és óraszögének összegével. [Szeretnénk hangsúlyozni, hogy az (1.2.1) összefüggés nem a csillagidő definíciója, hanem a csillagidő definíciójának következménye.]

Abban az időpillanatban, amikor a C csillag delel, a t óraszöge 0, azaz

$$s = \alpha. \quad (1.2.2)$$

Az éppen delelő csillag rektaszncenziója tehát megegyezik a csillagidővel. A csillagidő konkrét meghatározása tehát ismert rektaszncenziójú csillagok meridiánátmenetének mérésével történik. Az ilyen méréseknél meridiánkört vagy *passzázs műszert* használunk. A passzázs műszer úgy van beállítva, hogy függőleges fonálkeresztje pontosan a meridián síkjában van. Amikor az ismert rektaszncenziójú csillag éppen a műszer fonálkeresztjének függőleges fonálán halad keresztül, akkor a csillagidő megegyezik a csillag rektaszncenziójával.

A csillagidő *helyi idő*, mert mindig az aktuális megfigyelő meridiánjától mérjük. Így a Föld különböző hosszúsági körein, ugyanabban az időpillanatban mért csillagidők egymástól különböznek.

Pontos számításoknál megkülönböztetünk valódi és közép csillagidőt. A *valódi csillagidő* megegyezik a valódi tavaszpont óraszögével, úgy ahogy azt korábban már definiáltuk. A *közép csillagidő* a közép tavaszpont óraszöge. A *közép tavaszpont* alatt azt a pontot értjük, amelynek mozgásából a nutációból eredő periodikus tagokat kiküszöböltük (lásd az „1.5. A precesszió és a nutáció” c. fejezetet). A közép csillagidő használatával kiküszöbölhető a Föld tengelyének rövid periódusú ingadozásaiából adódó egyenetlenség. A közép csillagidő és a valódi csillagidő közötti különbséget *tavaszpont egyenetlenek* nevezzük. Ennek számszerű értéke ritkán haladja meg az 1 másodpercet.

A csillagidő használata elsősorban a csillagászatban terjedt el, mert ennek segítségével lehet meghatározni egy ismert rektaszncenziójú csillag óraszögét, és ezáltal a távcsövet úgy beállítani, hogy az a csillag irányába mutasson. Csillagászati obszervatóriumokban szokás olyan órákat alkalmazni, amelyek csillagidőben járnak; ezek a *csillagórák*.

A csillagidő a mindennapi élet követelményeit nem elégíti ki. Ennek illusztrálására gondoljuk meg a következőket. Tartózkodjék a Nap éppen a tavaszpontban. Ekkor a kiválasztott megfigyelő helyén a Nap akkor delel, amikor a csillagidő éppen 0^h . Egy félév elteltével a Nap az őszpontba kerül, tehát deleléskor a csillagidő 12^h . Ha tehát a csillagidőt használnánk mindennapi életünkben, akkor a Nap hol 0^h -kor, hol 12^h -kor delelné, ami igencsak elbonyolítaná időszámításnukat. A mindennapi élet a Nap deleléséhez igazodik, ezért be kellett vezetni a Nap mozgásához igazodó időszámítást is.

1.2.3. A valódi szoláris idő

A valódi szoláris idő (m_{\odot}) a napkorong középpontjának óraszöge $+12^h$:

$$m_{\odot} = t_{\odot} + 12^h. \quad (1.2.3)$$

Valahányszor a napkorong középpontja felső kulminációban van, a valódi szoláris idő 12^h ; amikor alsó kulminációban van, akkor 0^h . A valódi szoláris idő használata esetén a Nap mindig pontosan 12^h -kor delel.

A valódi szoláris idő *helyi idő*, mert a megfigyelő meridiánjától mérjük, amelynek helyzete függ a megfigyelő földrajzi hosszúságától, így ugyanazon időpontban számszerű értéke a Föld különböző hosszúsági körei mentén más és más.

Valódi napnak nevezzük azt az időtartamot, amely a napkorong középpontjának két egymást követő delelése között eltelik. A valódi napok hossza nem egyenlő, mert a Nap az éggömbön csillagidőben mérve nem mozog egyenletes szögsebességgel, mivel a Föld Nap körüli keringése nem egyeletes. Így a valódi nap hosszáról csak egy meghatározott helyen levő megfigyelő és meghatározott nap esetében van értelme beszélni.

Bár a valódi szoláris idő rendkívül kényelmes abból a szempontból, hogy a Nap mindig pontosan délben delel, mégsem célszerű mindennapi használata, mert a valódi szoláris idő (csillagidőben mérve) nem múlik egyenletesen. Ezt a következőkben világítjuk meg. A napkorong középpontjára is igaz az (1.2.1) egyenlőség:

$$s = t_{\odot} + \alpha_{\odot},$$

vagy más formában:

$$s = m_{\odot} + \alpha_{\odot} - 12^h,$$

illetve:

$$m_{\odot} = s - \alpha_{\odot} + 12^h. \quad (1.2.4)$$

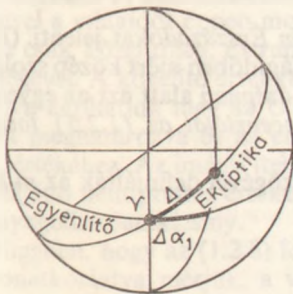
Az m_{\odot} valódi szoláris idő csillagidőben mérve akkor múlna egyenletesen, ha a Nap α_{\odot} rektaszenciója előállítható lenne az s csillagidő lineáris kifejezéseként $\alpha_{\odot} = As + B$ formában (A és B konstansok). Ez azonban két ok miatt sem lehetséges:

1. A Nap ekliptikai hosszúsága az év folyamán nem változik egyenletesen, mert KEPLER második törvénye miatt, amikor a Föld napközelpén van, akkor a Nap nagyobb szögsebességgel mozog, mint amikor naptávolban van. Így a Nap ekliptikai hosszúságának változásában egy 1 éves periódusú (tehát nem lineáris) tag is található.

2. Ha a Nap az ekliptikán egyenletes szögsebességgel menne körbe az év folyamán, rektaszenciója még abban az esetben sem változna egyenletesen. Tegyen meg a Nap az ekliptikán a tavaszponton való áthaladása után egy Δl szakaszt (1.16. ábra). Ugyanazt a Δl ekliptikai hosszúságkülönbséget fussa be a nyári szoláris környezetében is (1.17. ábra). Az 1.16. és 1.17. ábrára tekintve világos, hogy a tavaszpont környékén a Δl szakasznak megfelelő $\Delta \alpha_1$ rektaszencióváltozásra igaz, hogy

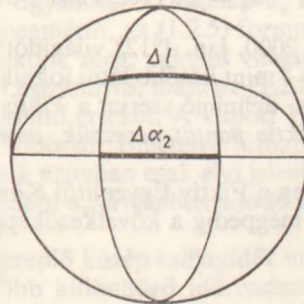
$$\Delta \alpha_1 < \Delta l.$$

A nyári szoláris környezetében való $\Delta \alpha_2$ rektaszencióváltozásra



$$\Delta l > \Delta \alpha_1$$

1.16. ábra. A tavaszpont környékén a Nap ekliptikai hosszúsága Δl -el változik meg. Ehhez a Δl -hez nála kisebb rektaszencióváltozás felel meg



$$\Delta l < \Delta \alpha_2$$

1.17. ábra. Nyári szoláris környezetében Δl ekliptikai hosszúságváltozásnak Δl -nél nagyobb rektaszencióváltozás felel meg

viszont a következő összefüggés érvényes:

$$\Delta\alpha_2 > \Delta l.$$

Ily módon a Nap ekliptikán megtett ugyanolyan Δl hosszúságkülönbségeinek az egyenlítőn különböző $\Delta\alpha$ rektaszncenzióváltozások felelnek meg. Így a Nap évi mozgásának következményeképpen előálló rektaszncenzióváltozásában korábban már említett 1 éves periódusú tag mellett fellép egy féléves periódusú is. (A valódi Nap mozgásában mutatkozó egyenletlenségekkel az időegyenlet kapcsán majd részletesen fogunk foglalkozni.)

1.2.4. A Fiktív Egyenlítői Középnap

Az előbbieken már láttuk, hogy a Nap rektaszncenziója nem fejezhető ki a csillagidő lineáris kifejezéseként, ezért a valódi szoláris idő csillagidőben mérve nem múlik egyenletesen. Ezért célszerű definiálni egy olyan fiktív égitestet, amelynek a rektaszncenziója csillagidőben egyenletesen változik és amely nem távolodik el a valódi Naptól. Egy ilyen égitest bevezetése érdekében definiáljuk először a Fiktív Ekliptikai Középnapot:

A *Fiktív Ekliptikai Középnap* közép csillagidőben mérve egyenletes szögsebességgel megy körbe az ekliptikán, az ekliptika befutásához annyi időre van szükség, mint a valódi Napnak, és a valódi Nappal minden évben a perihéliumpontban (napközelpontban) találkozik.

A *Fiktív Egyenlítői Középnap* egyenletes szögsebességgel megy körbe az egyenlítőn, az egyenlítő befutásához annyi időre van szüksége, mint a Fiktív Ekliptikai Középnapnak az ekliptika befutásához, és a Fiktív Ekliptikai Középnappal a tavaszpontban esik egybe.

A Fiktív Egyenlítői Középnap a helye az éggömbön természetesen nincsen megjelölve, ezért koordinátáit közvetlenül nem lehet mérni, csak számolni. A Fiktív Egyenlítői Középnap rektaszncenziójának kiszámítására S. NEWCOMB naptáblázatait használjuk, amely szerint a Fiktív Egyenlítői Középnap rektaszncenziója a következő formulával adható meg:

$$\alpha_u = 24\ 110^{\circ}54\ 841 + 8\ 640\ 184^{\circ}812\ 866\ T_u + 0^{\circ}093\ 104\ T_u^2, \quad (1.2.5)$$

ahol T_u a 2000. jan. 1^d12^h világidőtől eltelt *Julián Évszázadok*at jelenti. (Egy Julián Évszázad — mint később látni fogjuk — 36 525 világidőben mért közép szoláris napot jelent.) Ma definíció szerint a *Fiktív Egyenlítői Középnap* alatt azt az egyenlítőn tartózkodó *fiktív pontot* nevezzük, amelynek rektaszncenzióját az (1.2.5) formula adja meg.

Eredetileg a Fiktív Egyenlítői Középnap t óraszögével definiálták az m közép szoláris időt, mégpedig a következőképpen:

$$m = t + 12^h, \quad (1.2.6)$$

azaz a közép szoláris idő egyenlő a Fiktív Egyenlítői Középnap óraszöge plusz 12^h-val. Praktikus okok miatt a közép szoláris időt a gyakorlatban másképpen határozták meg, amelynek definícióját majd a világidő tárgyalása után ismertetni fogjuk. Ha nem törekszünk 0^o001-nél nagyobb pontosságú időmérésre, akkor az (1.2.6) kifejezéssel definiált eredeti közép szoláris idő azonosnak vehető a (hivatalosan használt) közép szoláris idővel.

1.2.5. A világidő

Az *UT világidő* alatt a Fiktív Egyenlítői Középnapnak a greenwichi meridiánon mért t óraszögét értjük, amelyhez praktikus okokból 12 órát hozzáadunk:

$$UT = t + 12^h. \quad (1.2.7)$$

A Fiktív Egyenlítői Középnap helye az éggömbön nincs megjelölve, ezért az óraszögét közvetlenül nem tudjuk mérni, hanem csak számítani. Számításainknál az (1.2.5) formulát használjuk. A Fiktív Ekliptikai Középnapra is érvényes az (1.2.1) egyenlet, tehát

$$s = \alpha_u + t,$$

vagy az (1.2.7)-et felhasználva

$$UT = s - \alpha_u + 12^h. \quad (1.2.8)$$

s -sel a greenwichi közép csillagidőt jelöltük.

Az (1.2.8) összefüggés az *UT világidő* számszerű értékének kiszámítására hivatalosan elfogadott formula. A világidőt tehát a greenwichi s közép csillagidő mérésével és a Fiktív Egyenlítői Középnap rektaszenciójának kiszámításával kaphatjuk meg. Külön szeretnénk hangsúlyozni, hogy a világidő és a csillagidő között szoros összefüggés van, a világidőt a csillagidő mérésével határozzuk meg. Tekintettel arra, hogy a csillagidő (a közép csillagidő is) a Föld forgásában mutatkozó szabálytalan változásokat is magában foglalja, a világidő az inerciaidőhöz képest nem múlik egyenletesen. A világidőt tehát éppen úgy, mint a csillagidőt, a Föld egy pontjának szögelfordulásával mérjük.

A világidő mérésének az (1.2.8) definíciója elvi problémákat is felvet. A Fiktív Egyenlítői Középnap óraszögét világidőben mért egységek (Julián Évszázadok) függvényében adjuk meg. Tekintettel arra, hogy a világidő tartalmazza a Föld forgásából adódó rendellenességeket és az (1.2.5) formula sem tökéletesen pontos, a Fiktív Egyenlítői Középnap az évszázadok folyamán eltávolodhat a valódi Naptól. A különbség jelenleg még nem haladja meg a 0;1-t, tehát a világidő definíciójának emiatti megváltoztatására még jó ideig nem kell gondoljunk.

A világidő meghatározása elvileg csak egy iterációs eljárás elvégzésével lehetséges. A világidő megméréséhez először meg kell mérni az s közép csillagidőt, majd a világidő függvényében ki kell számítanunk a Fiktív Egyenlítői Középnap α_u rektaszencióját. Mivel a világidőt éppen most kívánjuk megmérni, az (1.2.5) formulában levő T_u értéket csak közelítőleg, extrapolációval adhatjuk meg, például világidőben járó óra segítségével. A közelítő értékkel először α_u -t kiszámítva, majd az (1.2.8) formulát felhasználva kaphatjuk meg az *UT világidő* közelítő értékét. A kapott *UT* értékkel T_u -t ismét meghatározva és az előbbi eljárást többször ismételve juthatunk el *UT* „pontos” értékéhez. Az iménti iterációs eljárásnak azonban csak elvi jelentősége van, mert a világidő nem pontos értékek használatából α_u értékében adódó hiba általában elhanyagolhatóan kicsiny.

Attól függően, hogy az (1.2.8) formulában szereplő közép csillagidőt milyen meridiánra vonatkoztatva mérjük, a világidőnek több különböző időrendszerét különböztetjük meg. Ezeket rendre *UT0*-val *UT1*-gyel és *UT2*-vel jelöljük.

Az *UT0 világidő* az a világidő, amelyet a csillagok napi mozgásának közvetlen csillagászati megfigyeléséből kapunk, azaz az *UT0 világidő* a Föld pillanatnyi pólusain áthaladó greenwichi meridiánra vonatkoztatott világidő.

Az *UT1 világidő* a közép greenwichi meridiánra vonatkoztatott világidő. A közép greenwichi meridián a Föld közepes pólusain halad keresztül, tehát az *UT1 világidő*

értékéből a Föld pólusainak periodikus ingadozásaiból eredő hiba ki van küszöbölve. $UT_1 = UT_0 + \Delta\lambda$, ahol $\Delta\lambda$ a földrajzi pólusok átlagától való kitérése.

Az UT_2 világidőt is a közép greenwichi meridiánra vonatkoztatjuk, de számszerű értékének kiszámításakor tekintetbe vesszük a Föld tengely körüli forgásában levő szezonális ingadozásokat. $UT_2 = UT_1 + \Delta T_s$, ahol ΔT_s a szezonális korrekció. $\Delta\lambda$ és ΔT_s értékeit a Bureau International de l'Heure, Cirkular D., Paris kiadványai-ból olvashatjuk ki.

Az UT_0 , UT_1 és UT_2 világidők közötti különbség sohasem haladja meg a 0^s05 -öt. Ha 0^s05 -nél kisebb pontossággal adjuk meg a világidőt, akkor ezt egyszerűen UT -vel jelöljük.

A világidő, mint említettük, tartalmazza a Föld forgásában mutatkozó, előre nem jelezhető egyenlenségeket is. Ezért egy jövőbeni csillagászati esemény bekövetkezésének pontos időpontját világidőben előre nem lehet megadni. A csillagászati évkönyvben egyes égitestek helyzetét mégis — praktikus okokból — világidőben adják meg. Ilyenkor úgynevezett előzetes (UT_2) világidőt használnak, amelynek értékét extrapolációval határozzák meg egy formula segítségével. Ennek a formulának az ismertetésére majd az efemerisz idő tárgyalásakor (1.2.9. pontban) vissza fogunk még térni.

1.2.6. A közép szoláris idő

Az l földrajzi hosszúságon tartózkodó megfigyelő m közép szoláris ideje a következő formulával adható meg:

$$m = UT + l. \quad (1.2.9)$$

l előjelét pozitívnak vesszük, ha a megfigyelő Greenwich-től keletre, negatívnak, ha nyugatra helyezkedik el. Nyilván a közép szoláris időnek is ugyanannyi fajtája van, mint a világidőnek; ezek ismertetésére azonban itt most nem térünk ki.

A közép szoláris idő helyi idő, mert az ezt definiáló (1.2.9) formulában szerepel a megfigyelési hely l földrajzi hosszúsága is. Így a közép szoláris idő ugyanazon időpontban különböző földrajzi hosszúságú helyek mentén más és más.

A középnap alatt értjük azt az időtartamot, ami UT_2 időben ugyanazon napon 0^h és 24^h között eltelik. Ez gyakorlatilag megegyezik a Fiktív Egyenlítői Középnap két egymást követő delelése között eltelő idővel.

1.2.7. A középnap és a csillagnap közötti összefüggés

A középnap és a csillagnap közötti összefüggést az (1.2.8) formula alapján számíthatjuk ki. Változzék meg az UT világidő 24 órával, azaz teljen el pontosan egy középnap. Ez alatt az idő alatt a közép csillagidő változzék Δs -sel. Hogy Δs -et kiszámítsuk, meg kell határoznunk, hogy az (1.2.8) képletben szereplő α_u értéke 1 középnap alatt mennyit változik meg. Az (1.2.5) képletből nyerjük, hogy

$$\Delta\alpha_u = 8\,640\,184^s813 \Delta T_u + 0^s0931 \cdot 2T_u \Delta T_u. \quad (1.2.10)$$

ΔT_u helyébe most helyettesítsünk 1 középnapot Julián Évszázadokban:

$$\Delta T_u = \frac{1}{36\,525}.$$

Ekkor nyerjük, hogy

$$\Delta\alpha_u = 236^{\circ}555\ 367\ 6 + 0^{\circ}000\ 005\ 098\ T_u. \quad (1.2.11)$$

Az (1.2.11) képletben szereplő második tagot ($T_u < 1$) el lehet hanyagolni. Agy (1.2.8)-ból kapjuk, hogy a közép csillagidő egy középnap alatti megváltozása:

$$\Delta s = 24^h + 236^{\circ}555\ 36 = 24^h\ 3^m\ 56^s.555\ 36. \quad (1.2.12)$$

Hasonló számítással nyerhető a csillagnap hossza középidegységekben mérve:

$$\Delta UT = 23^h\ 56^m\ 4^s.090\ 54. \quad (1.2.13)$$

Azt, hogy a csillagidő egy középnap alatt mennyit változik, a következő egyszerű számítással is megkaphatjuk. Mint említettük, a középnap az az időtartam, ami a Fiktív Egyenlítői Középnap két egymást követő delelése között eltelik. Ez alatt az idő alatt a Föld több mint 24^h -t fordul el a tengelye körül, mert közben a pályáján is halad. A csillagnap tehát annyival több, mint egy középnap, amennyi idő alatt a Föld akkora szöggel fordul el a tengelye körül, amennyit egy nap alatt a pályáján megtesz. Így egy középnap alatt a csillagidő Δs változása:

$$\Delta s = 24^h + \frac{24^h}{365,242\ 20} = 24^h\ 3^m\ 56^s.555\ 36,$$

ami megegyezik az (1.2.12) képlettel.

1.2.8. Az időegyenlet

A közép szoláris idő (legalábbis csillagidőben mérve) egyenletesen változik, de a valódi nap nem pontosan 12^h -kor delel ebben az időrendszerben. A valódi Nap hol késik, hol siet a Fiktív Egyenlítői Középnaphoz képest. Az m_{\odot} valódi szoláris idő és az m közép szoláris idő különbséget *időegyenletnek* (E) nevezzük:

$$E = m_{\odot} - m. \quad (1.2.14)$$

A valódi szoláris idő és a közép szoláris idő definíciójából következik (a valódi Nap ekliptikai hosszúságát λ_{\odot} -pal jelölve), hogy:

$$E = t_{\odot} - t = -(\alpha_{\odot} - \alpha_u) = -(\alpha_{\odot} - \lambda_{\odot} + \lambda_{\odot} - \alpha_u) = -(\alpha_{\odot} - \lambda_{\odot} + \lambda_{\odot} - L), \quad (1.2.15)$$

ahol L a Fiktív Ekliptikai Nap ekliptikai hosszúsága, amely értelemszerűen megegyezik a Fiktív Egyenlítői Középnap α_u rektaszncenziójával. Az (1.2.15) képletben az $\alpha_{\odot} - \lambda_{\odot}$ különbséget könnyen kiszámíthatjuk, hiszen az α_{\odot} rektaszncenzió a λ_{\odot} ekliptikai hosszúság egyszerű vetülete az egyenlítőre. Ennek értéke ívmásodpercben mérve (mint könnyen látható):

$$\alpha_{\odot} - \lambda_{\odot} = -206\ 265 \sin^2 \frac{\varepsilon}{2} \sin 2\lambda_{\odot},$$

ahol ε az ekliptika és az egyenlítő által bezárt szög. Ha megelégszünk tizedperces pontossággal, akkor

$$\alpha_{\odot} - \lambda_{\odot} \approx -9^m.5 \sin 2\alpha_u. \quad (1.2.16)$$

A $\lambda_{\odot} - L$ kifejezést égi mechanikai úton számolhatjuk ki, figyelembe véve, hogy

a perihéliumpont $\lambda = 282^\circ$ -nál van. Így ismét 0,1 perces pontossággal:

$$\lambda_{\odot} - L = 7^m 7 \sin(L - 282^\circ) = 7^m 7 \sin(L + 78^\circ). \quad (1.2.17)$$

Így a használt 0,1 perces pontossággal az E időegyenletet a következőképpen írhatjuk fel:

$$E = -7^m 7 \sin(L + 78^\circ) + 9^m 5 \sin 2L. \quad (1.2.18)$$

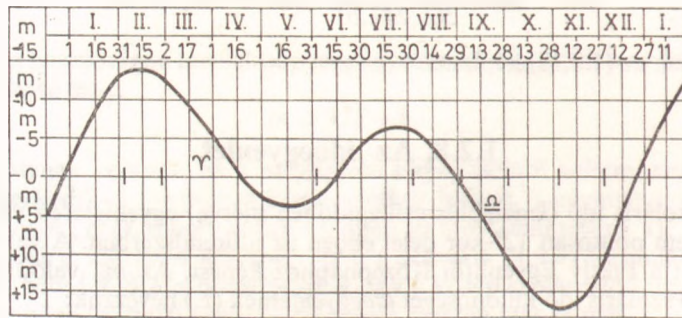
Ha az időegyenletet 3 másodperces pontossággal akarjuk kiszámítani, akkor a következő formulát használhatjuk:

$$E = -105,7 \sin L - 429,1 \cos L + 596,2 \sin 2L - 2,1 \cos 2L + 4,4 \sin 3L + 19,3 \cos 3L - 12,7 \sin 4L. \quad (1.2.19)$$

Az (1.2.19) formula E értékét másodpercekben adja meg.

Az időegyenletés évi menetét az 1.18. ábrán tüntettük fel. Megállapítható, hogy E maximális értéke 16 perces tesz ki november elején.

A valódi Nap delelésének értékét közép szoláris időben a $12^h - E$ kifejezés adja meg. Így november elején már $11^h 44^m$ közép szoláris időkor delel a valódi Nap, míg március elején csak $12^h 15^m$ -kor.



1.18. ábra. Az időegyenlet (E) változása az év folyamán

1.2.9. Az efemerisz idő

Mint már említettük, az egyes égi jelenségek bekövetkezésének pontos időpontját világidőben nem adhatjuk meg, mert a világidő tartalmazza a Föld forgásában megmutató szabálytalan ingadozásokat is. Célszerű tehát olyan időrendszert bevezetni, amely kiküszöböli a Föld forgásának rendellenességeit. A bolygók Nap körüli, illetve a Hold Föld körüli keringése a világidőnél sokkal jobban megközelíti az inerciaidő követelményeit. Az égi mechanika törvényeire épül az *efemerisz idő*. Az efemerisz idő egysége az 1900-as tropikus év hossza, azaz az az időtartam, amely a Nap két egymást követő tavaszpontáthaladása között eltelt az 1900-as év elejétől a végéig. Az 1900-as év

$$\frac{1}{31\,556\,925,9747}$$

-ed része az *efemerisz másodperc*. Az efemerisz idő gyakorlati meghatározása azt a célt igyekszik kielégíteni, hogy a naprendszerbeli gravitációs mozgások megfigyelésével

egy kezdeti időponttól kiindulva efemerisz másodpercben adja meg az egyes időpontokat. Az efemerisz időt 1900. jan. 0-án 12^h világidőtől mérjük, azaz attól az időpillanattól, amikor az 1900-as év elején a Fiktív Ekliptikai Középnap hosszúsága pontosan

$$\lambda = 279^{\circ} 41' 48''.04$$

volt.

Az ET efemerisz idő számszerű értékét a következőképpen határozzuk meg:

$$ET = UT + \Delta T, \quad (1.2.20)$$

ahol UT az UT2 világidőt jelöli, ΔT -t pedig a következőképpen számítjuk ki:

$$\Delta T = 24;349 + 72;318 T + 29,950 T^2 + 1,821 44 B'', \quad (1.2.21)$$

ahol T értéke az 1900. jan. 0, 12^h világidőtől eltelt idő Julián Évszázadokban és B'' a Hold ekliptikai hosszúságának fluktuációja másodpercben mérve. A B'' mérésével lehet kikorrigálni a Föld forgásában mutatkozó rendellenességeket. B'' értékét a következőképpen számítjuk:

$$B'' = \lambda_{\alpha} - [\lambda_{\text{Braun}} - 10''.71 \sin(140^{\circ} 0 T + 240^{\circ} 0 7) + 4''.65 + 12''.96 T + 5''.22 T^2], \quad (1.2.22)$$

ahol T értéke ismét az 1900. jan. 0. 12^h világidőtől eltelt idő Julián Évszázadokban, λ_{α} a Hold valódi (mért) hosszúsága és λ_{Braun} a Braun-féle Hold-elmélet alapján készített táblázatban szereplő hosszúság. A szögletes zárójelben a λ_{Braun} mellett szereplő további tagok a Hold mozgásában mutatkozó évszázados gyorsulásra vonatkoznak, amelynek mértékét empirikusan állapították meg.

Az efemerisz időt tehát a Hold ekliptikai hosszúságának mérésével lehet meghatározni. A gyakorlatban egy esemény bekövetkezésének pontos időpontját efemerisz időben csak utólag adhatjuk meg, úgyhogy mérjük az esemény időpontját UT világidőben, majd a Hold ekliptikai hosszúságának mérésével meghatározzuk ΔT értékét. Az (1.2.20) formulában szereplő ΔT mennyiség számszerű értékét az 1.5. táblázatban tüntettük fel 1621 és 1988 között. Tekintettel arra, hogy ezek az értékek a még 1985-ben készült csillagászati évkönyvből valók, az 1986-ra, 1987-re és 1988-ra megadott értékek extrapoláltak és ezért kevésbé pontosak. 1988-ra például ΔT becsült értéke: 56^s0.

Efemerisz napnak nevezzük azt az időtartamot, amely ugyanaz nap 0^h és 24^h között eltelik efemerisz időben mérve. A csillagászati évkönyvekben a fontosabb csillagászati események bekövetkezésének időpontját a Nemzetközi Csillagászati Unió (IAU) 1952. évi határozata értelmében 1960-tól 1983-ig efemerisz időben adták meg.

Az efemerisz idő könnyebb számítására bevezették az úgynevezett *efemerisz meridiánt*. Ez az a meridián, amely efemerisz időben egyenletes szögsebességgel forog a Föld tengelye körül, egy teljes körülfordulási ideje megegyezik az efemerisz nap hosszával, és valamilyen kezdeti időpillanatban egybeesett a greenwichi meridiánnal. Ilyen értelemben az efemerisz idő definiálható úgy is, mint a Fiktív Egyenlítői Középnap óraszöge az efemerisz meridiánon tartozkodó megfigyelő számára. Az efemerisz meridián Greenwich-től mért hosszúságát a következő formulával adhatjuk meg:

$$\Delta l = -1,002 737 909 3 \Delta T. \quad (1.2.23)$$

Mivel a XX. században ΔT értéke pozitív, az efemerisz meridián (1.2.23) értelmében jelenleg Greenwich-től keletre helyezkedik el.

1.5. táblázat. Az efemerisz idő és a világidő különbsége

$$\Delta T = ET - UT$$

Év	ΔT	Év	ΔT	Év	ΔT	Év	ΔT	Év	ΔT
1621	+98 ^s	1820,5	+5 ^s 15	1860,5	+4 ^s 27	1905,5	+3 ^s 08	1950,5	+29 ^s 42
1635	+38	1821	4,64	1861	2,68	1906	4,63	1951	29,66
1639	-13	1822	5,36	1862	2,75	1907	5,86	1952	30,29
1645	+13	1823	3,49	1863	2,67	1908	7,21	1953	30,96
1653	-10	1824	3,27	1864	1,94	1909	8,58	1954	31,09
1662	-5	1825,5	+2,45	1865,5	+1,39	1910,5	+0,50	1955,5	+31,59
		1826	4,03	1866	1,66	1911	2,10	1956	31,52
		1827	1,76	1867	0,88	1912	2,49	1957	31,92
		1828	3,30	1868	+0,33	1913	14,41	1958	32,45
		1829	1,00	1869	-0,17	1914	15,59	1959	32,91
1681	-13,5	1830,5	+2,42	1870,5	-1,88	1915,5	+15,81	1960,5	+33,39
1710	12,0	1831	0,94	1871	3,43	1916	17,52	1961	33,80
1727	7,6	1832	2,31	1872	4,05	1917	19,01	1962	34,23
1738	2,9	1833	+2,27	1873	5,77	1918	18,39	1963	34,73
1747	-0,4	1834	-0,22	1874	7,06	1919	19,55	1964	35,40
		1835,5	+0,03	1875,5	-7,36	1920,5	+20,36	1965,5	+36,14
		1836	-0,05	1876	7,67	1921	21,01	1966	36,99
		1837	-0,06	1877	7,64	1922	21,81	1967	37,87
		1838	-0,57	1878	7,93	1923	21,76	1968	38,75
		1839	+0,03	1879	7,82	1924	22,35	1969	39,70
1760,9	+2,1	1840,5	-0,47	1880,5	-8,35	1925,5	+22,68	1970,5	+40,70
1774,1	6,6	1841	+0,98	1881	7,91	1926	22,94	1971,5	+41,68
1785,1	8,3	1842	-0,86	1882	8,03	1927	22,93	1972,5	+42,82
1792,6	7,4	1843	+2,45	1883	9,14	1928	22,69	1973,5	+43,96
1801,8	+5,7	1844	+0,22	1884	8,18	1929	22,94	1974,5	+45,00
1811,9	+4,7	1845,5	+0,37	1885,5	-7,88	1930,5	+23,20	1975,5	+45,98
		1846	2,79	1886	7,62	1931	23,31	1976,5	+47,00
		1847	1,20	1887	7,17	1932	23,63	1977,5	+48,03
		1848	3,52	1888	8,14	1933	23,47	1978,5	+49,10
		1849	1,17	1889	7,59	1934	23,68	1979,5	+50,10
		1850,5	+2,67	1890,5	-7,17	1935,5	+23,62	1980,5	+50,97
		1851	3,06	1891	7,94	1936	23,53	1981,5	+51,81
		1852	2,66	1892	8,23	1937	23,59	1982,5	+52,60
		1853	2,97	1893	7,88	1938	23,99	1983,5	+53,50
		1854	3,28	1894	7,68	1939,5	+23,80	1985,0	+54,34

1.5. táblázat folytatása

$$\Delta T = ET - UT$$

Év	ΔT	Év	ΔT	Év	ΔT	Év	ΔT	Év	ΔT
		1855,5	+3 ^s ,31	1895,5	-6 ^s ,94	1940,5	+24 ^s ,20	1986,0	+54 ^s ,90
		1856	3,33	1896	6,89	1941	24,99	1987	+55,40
		1857	3,23	1897	7,11	1942	27,97	1988	+56,00
		1858	3,60	1898	5,87	1943	25,72		
		1859,5	+3,52	1899,5	-5,04	1944	26,21		
				1900,5	-3,90	1945,5	+26,37		
				1901	-2,87	1946	26,89		
				1902	-0,58	1947	27,68		
				1903	+0,71	1948	28,13		
				1904	+1,80	1949	28,94		

1983-ig a hivatalos csillagászati évkönyvekben az adatokat általában efemerisz időben adták meg. 1984. január 1-től a „Terrestrial Dynamical Time”-t (TDT) használják. Ennek ismertetésére még visszatérünk.

1.2.10. Az atomidő

A Nemzetközi Súly- és Mértékügyi Hivatal XIII. Kongresszusán 1967-ben általánosan elfogadta az atomidő bevezetését, amelyet aztán az SI-mértékrendszer is átvett. Ezt az tette lehetővé, hogy a 60-as években nagy pontossággal működő *atomórákat* sikerült előállítani. Az atomóra úgy működik, hogy egy kvarcórát atomi rezonátorral kötnek össze, és a kvarckristály rezgésének frekvenciáját úgy szabályozzák, hogy az megegyezzen az atomi rezonátor megfelelően leosztott frekvenciájával. Az *atommásodperc* definíciója a következő: A cézium-133-izotóp (¹³³Cs) ²S állapotának (F=4, M=0) és (F=3, M=0) hiperfinom állapota közötti elektronátmenetkor keletkező elektromágneses sugárzás egy periódusának 9 192 631 770-szerese. Az *atomidő* (AT vagy ATI) az 1918. jan. 0-án 0^h UT2 időtől mért atommásodpercek, vagy ezek többszöröseinek számát adja meg. Az atomidőt nagy pontosságú atomórák láncolatával mérik, nemzetközi megállapodás alapján. Az atomidő és az efemerisz idő közötti különbség:

$$ET - AT = 32^s,184. \quad (1.2.24)$$

Mérésekkel az efemerisz idő és az atomidő között szekuláris (tehát az időtől függő) eltérést mind ez ideig nem sikerült kimutatni. Mindez azonban nem jelenti azt, hogy az előbbi két időrendszer elvileg ugyanazt az időt mutatja, hiszen ha például P. A. M. DIRAC nyomán feltesszük, hogy a gravitációs állandó időben változik, akkor az efemerisz időnek el kell tolódnia az atomidőtől. Az efemerisz idő és az atomidő egymáshoz képesti évi eltolódása kisebb, mint 10^{-12} . A két időrendszer ilyen nagy pontosságú egybeesése (az elvi konzekvenciákon kívül) azt is jelenti, hogy gyakorlati feladatok esetében a csillagászatban hivatalosan használt efemerisz idő helyett az (1.2.24) formula felhasználásával az atomidő is használható. Ennek megfelelően az atomidő

és a világidő közötti különbség megadására a csillagászati évkönyvekben a

$$\Delta T(A) = AT + 32;18 - UT1 \quad (1.2.25)$$

formulát szokták megadni.

Tekintettel az efemerisz idő és az atomidő közötti különbség állandóságára, 1984. január 1-től a csillagászatban hivatalosan használt idő a *dinamikus idő* (TDT), melynek definíciója a következő:

$$TDT = AT + 32;184.$$

A TDT idő gyakorlatilag megegyezik az efemerisz idővel.

1.2.11. A koordinált világidő

Mint már többször is említettük, a világidő tartalmazza a Föld forgásaiban mutató rendellenességeket, ezért ugyanolyan hosszúságú időtartamok világidőben mérve különböző időpontokban nem lesznek azonosak. Ezen, mint láttuk, úgy segíthetünk, ha atomidőt (vagy dinamikus időt) használunk. Ennek hátránya, hogy az atomidő „nem jár együtt” a világidővel, ezért az idők folyamán elcsúszhat a világidőtől, azaz a Nap járásától. Ennek kiküszöbölésére vezették be az UTC *koordinált világidőt*. Az UTC koordinált világidő 1972. jan. 1-én $0^h 0^m 10^s$ atomidőtől kezdve atomidő-egységekben méri az időt. Így 1972. január 1-én

$$AT - UTC = 10^s \quad (1.2.26)$$

volt. Ezenkívül valahányszor az UTC koordinált világidő az UT1 világidőtől $0;7$ -nél nagyobb értékkel eltér, az UTC időben 1 s-es korrekciót hajtanak végre, általában dec. 31. és január 1. között. Ha szükséges, jún. 30. és július 1. között is végrehajtják a korrekciót. A korrekciót úgy végzik el, hogy pl. dec. 31-én $23^h 59^m 58^s$ után közvetlenül jan. 1. $0^h 0^m 0^s$ következik. Az AT és az UTC idő közötti különbséget ΔAT -vel jelöljük:

$$\Delta AT = AT - UTC. \quad (1.2.27)$$

A ΔAT értékét és az (1.2.24) figyelembevételével a $\Delta ET = ET - UTC = AT + 32;18 - UTC$ különbségeket az 1.6. táblázatban adjuk meg az 1972 és 1985 közötti időintervallumra.

E táblázat segítségével bármilyen múltbeli időontra kiszámíthatjuk az UTC koordinált világidő ismeretében az AT atomidőt, s így lehetővé válik az UTC időben mért időintervallumok hosszának összehasonlítása az inerciaidőt jelenleg legjobban megközelítő időrendszerben, az atomidőben. Az UTC idő és az UT világidő közötti különbségeket a csillagászati évkönyvekben találhatjuk meg.

A jelenleg nemzetközi megegyezéssel elfogadott időrendszer a koordinált világidő. A pontos időt sugárzó rádióadók is a koordinált világidőt adják meg. Ezt az időt sítja a Budapesti Rádió pontosidő-szolgálat is egy óras eltéréssel. Ha tehát egy csillagászati esemény időpontját efemerisz időben kívánjuk megadni, akkor az UTC idő ismeretében a ΔET pillanatnyi értékének figyelembevételével számíthatjuk ki az efemerisz időt. ΔET aktuális értékét a Bureau International de l'Heure kiadványaiból olvashatjuk ki.

Megjegyezzük, hogy a Szovjetunióban elfogadott atomidő (TA-1) nem azonos az előbbieken ismertetett atomidővel. Az eltérés oka, hogy a szovjet atomidő nullapontja 1964. január 1-én 12^h világidőkor volt.

1.6. táblázat. Az atomidő és a koordinált világidő, valamint az efemerisz idő és a koordinált világidő különbsége

Dátum	$\Delta AT = AT - UTC$	$\Delta ET = ET - UTC$
1972. jan. 1.	+10 ^s	42 ^s 18
1972. júl. 1.	+11 ^s	43 ^s 18
1973. jan. 1.	+12 ^s	44 ^s 18
1974. jan. 1.	+13 ^s	45 ^s 18
1975. jan. 1.	+14 ^s	46 ^s 18
1976. jan. 1.	+15 ^s	47 ^s 18
1977. jan. 1.	+16 ^s	48 ^s 18
1978. jan. 1.	+17 ^s	49 ^s 18
1979. jan. 1.	+18 ^s	50 ^s 18
1980. jan. 1.	+19 ^s	51 ^s 18
1981. jan. 1.	+20 ^s	52 ^s 18
1982. júl. 1.	+21 ^s	53 ^s 18
1983. júl. 1.	+22 ^s	54 ^s 18
1985. jan. 1.		

1.2.12. A zónaidő

Az UTC koordinált világidő, mint már láttuk, a világidőtől 0^s7-nél kisebb értékkel tér el. Az UT világidő pedig a Fiktív Egyenlítői Középnapi óraszöge plusz 12^h, a greenwichi meridiánra vonatkoztatva. Greenwichben tehát a valódi Nap közel 12^h-kor delel és közel 0^h-kor van alsó kulminációban. A Föld más pontjain ez már nem teljesül, mert például a 180°-os hosszúsági kör mentén a valódi Nap 0^h körül delel és 12^h körül van alsó kulminációban. Az UTC koordinált világidő általános használatára amiatt nem célszerű, mert nehezen lehetne hozzászokni egy olyan időszámítás használatához, amelyben „éjfél körül delel” a Nap. E hiányosságot természetesen úgy is fel lehetne oldani, ha mindenütt a helyi közép szoláris időt használnánk. Ez utóbbi viszont azért kellemetlen, mert akkor minden hosszúsági körre más időszámítás volna érvényes egy országon belül is, ami például a vasúti menetrend készítését igencsak megnehezítené. Ezért a Föld felszínét 15°-os szélességű szeletekre osztották úgy, hogy –7^o5 és 7^o5 között van a 0. zóna, 7^o5 és 22^o5 között az első keleti zóna, –7^o5 és –22^o5 között az első nyugati zóna stb. Így a Föld felszínét összesen 24 zónára osz-

tották, úgyhogy a 0. zónán kívül van 11 keleti és 11 nyugati zóna, a $-172^{\circ}5$ és $+172^{\circ}5$ közötti zónát akár keletinek, akár nyugatnak is lehet venni. A zónahatárok nem pontosan követik a hosszúsági köröket, hanem igazodnak az országhatárokhoz is (1.19. ábra). Az egyes zónákon velől zónaidőt használnak, amelynek definíciója a következő:

$$Z = \text{UTC} \pm k^h, \quad (1.2.27)$$

ahol k a zóna számát jelentő természetes szám. Az előjel pozitív, ha a zóna keleti, negatív, ha nyugati.

Magyarország az első keleti zónában van, tehát hazánkban a zónaidő:

$$Z = \text{UTC} + 1^h. \quad (1.2.28)$$

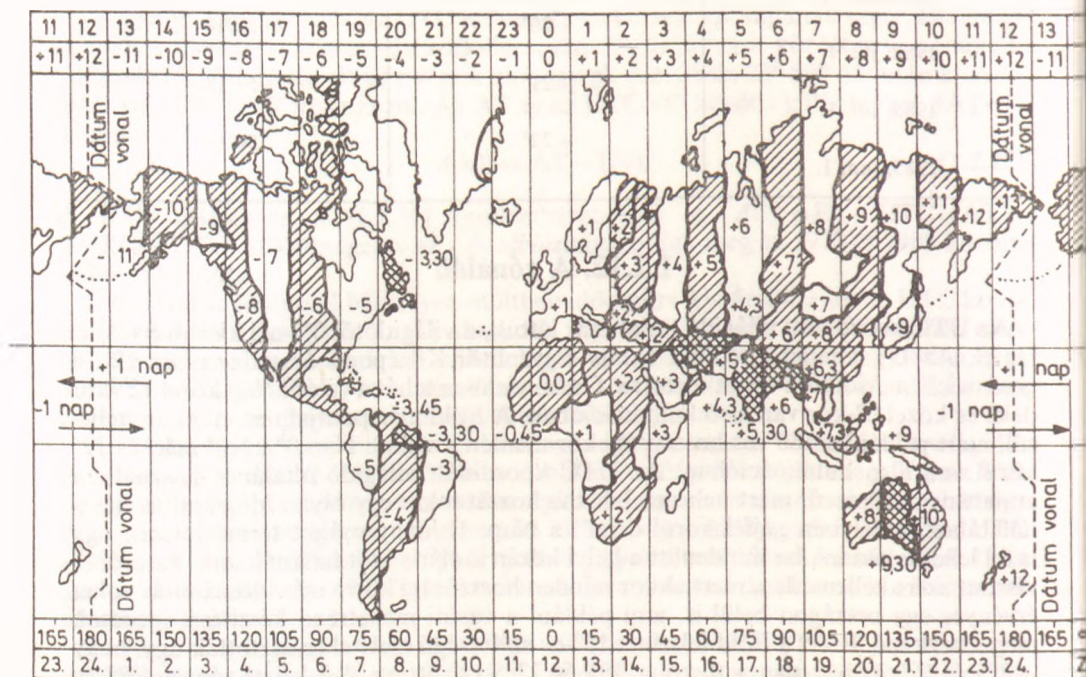
A Magyarországon használatos zónaidőt szokás *közép-európai zónaidő*nek is nevezni.

Néha a zónaidő szigorú szabályaitól eltérő időszámítást is használnak; ekkor *dekretális idő*ről beszélünk. Dekretális időt használnak például a Szovjetunió európai részén, ahol az egységes idő a *moszkvai idő*, amely

$$Z_M = \text{UTC} + 3^h.$$

Kivételes esetekben (például Ausztrália középső részén) az UTC időtől való félórás eltérések is előfordulnak. Az európai országok többségében energiatakarékossági okok miatt nyáron az órákat egy órával előre állítják. Ilyenkor *nyári időszámítás*ról beszélünk.

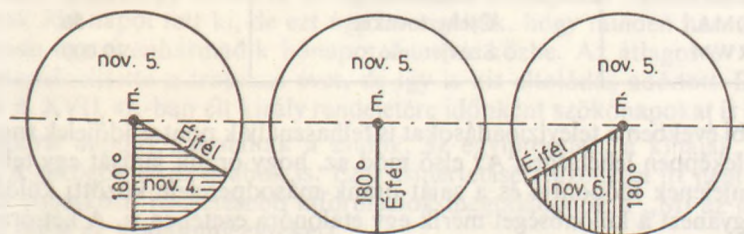
Mint már említettük, a Magyar Rádió időjelző szolgálata a közép-európai zónaidőt sugározza.



1.19. ábra. Az időzónák

A zónahatárokon való áthaladás alkalmával az órákat 1 órával előre vagy hátra kell állítani, attól függően, hogy keletről nyugatra, vagy nyugatról keletre lépjük át a zónahatárt. Ez utóbbival kapcsolatban végezzük el a következő gondolatkísérletet. Szálljon fel Londonban (Greenwichben) egy repülőgép vasárnap 12^h zónaidőkor, és repüljön nyugati irányban olyan sebességgel, hogy 1 óra alatt pontosan 15°-nak megfelelő utat tegyen meg. Így 12^h 30^m-kor éri el az első zónahatárt, amikor is óráját 1^h-val vissza kell állítania, azaz időszámítása 11^h 30^m-et mutat. Újabb egy óra repülőút után 12^h 30^m-ről ismét 11^h 30^m-re állítja az óráját. Így megy ez 24 órán keresztül, míg a Földet teljesen megkerülve (saját időszámítása szerint) vasárnap 12^h-kor le nem száll ismét Londonban. Londonban azonban már egy egész nap eltelt, tehát (nap-táras) órák már hétfő 12^h-t mutatnak. Azért, hogy az előbb említett „kellemetlenséget” elkerüljék, bevezették az ún. *álló dátumválasztó vonalat*. Ez a Föld felszínén húzódó vonal közel fekszik a 180°-os hosszúsági körhöz, és ha keletről nyugatra haladunk át rajta, akkor naptárunkat egy nappal vissza, ha nyugatról keletre, akkor egy nappal előre kell lapozzuk. Az álló dátumválasztó vonal lefutását nemzetközi megállapodással határozták meg úgy, hogy lakott településeken ne haladjon keresztül. Az álló dátumválasztó vonal mellett létezik egy *mozgó dátumválasztó vonal* is, amely mindig ott húzódik, ahol éppen 0^h van. Ha zónaidőben számolunk, akkor a mozgó dátumválasztó vonal mindig valamelyik zónahatáron helyezkedik el. Ily módon (zónaidőben) a Föld felszínén mindig két szomszédos dátum fordul elő (1.20. ábra).

Érdekességképpen említjük meg, hogy ha nem zónaidőben, hanem közép szoláris időben számolunk, akkor abban az esetben, amikor a mozgó dátumválasztó vonal átszeli az álló dátumválasztó vonalat, rövid időre egyszerre három dátum is előfordul a Föld felszínén.



1.20. ábra. A mozgó és az álló dátumválasztó vonal kölcsönös helyzete

1.2.13. Az időszolgálat

Az UTC koordinált világidő és az ebből származtatott zónaidő pontos értékének meghatározása — mint láttuk — bonyolult feladat, és ezért csak kevés helyen végezhető el. Ezért az UTC idő mindenkori értéke bizonyos központi rádióadók, illetve televíziós állomások adásának vétele útján rekonstruálható.

Az időjeleket sugárzó rádióadóknak több típusát különböztetjük meg:

1. Az adó 0,1 hosszúságú jeleket ad úgy, hogy minden egyes jel kezdete egybeesik az UTC koordinált világidő egy egész másodpercével. Az egész perceket vagy jelkihagyással, vagy jelduplázással jelzik.

2. Az adó a perc 60 másodperce alatt 61 jelet sugároz. Az óra járását ezen jelek segítségével a noniusz elv alapján úgy állapítjuk meg, hogy figyeljük, mikor esik egybe a rádiójel kezdete a vizsgálandó óra egész másodpercével.

3. Az adó öt (vagy hat) jelet sugároz, melyek kezdete egy egész óra előtti (55.), 56., 57., 58., 59. és 60. másodperccel esik egybe. Ilyen időjelet sugároz pl. a Magyar Rádió is.

Az előbbi időjelek főképpen arra alkalmasak, hogy saját óránk járását velük megállapítsuk. Újabban olyan rádióadók is működésbe léptek, amelyek segítségével közvetlenül vezérelhető saját atomóránk, így elérhető, hogy helyi óránk a központi atomóra pontosságával járjon. Ehhez természetesen ismernünk kell az adóállomás távolságát és a rádióhullám terjedési viszonyait, hiszen a hullámok terjedése miatti időkülönbségeket is tekintetbe kell vennünk. Ilyen modern időjeleket sugárzó rádióadó működik például a Német Szövetségi Köztársaságban levő Meinfingenben. Az adó vivőjele $2 \cdot 10^{-13}$ relatív pontossággal stabilizált alaphfrekvenciájának amplitúdóját a másodpercek kezdetekor 1/4-ére csökkentik. Ez azzal az előnnyel jár, hogy nem marad ki a sugárzás, és így a stabilizált frekvenciával a saját óránk a másodpercjel ideje alatt is vezérelhető. A percek kezdetét az előző (59.) másodperc jelzésének kihagyásával jelzik. A másodpercek kezdetét jelző amplitúdócsökkenés időtartama 0,1 és 0,2 másodperc lehet. A 0,1 másodperces csökkenés a kettes számrendszerbeli 0-nak, a 0,2 másodperces pedig az 1-es számjegynek felel meg. Így az adó minden egyes percben egy kettes számrendszerbeli számot is sugároz. Ebből a számból kiolvasható az év, a hónap, a nap, a hét napja, az óra és a perc, továbbá az UT—UTC különbség aktuális értéke is.

Az alábbiakban néhány fontosabb időjelet sugárzó rádióadó adatait soroljuk fel:

Jelzés	Ország	Frekvencia, [kHz]
GBR	Anglia	16
ROR	Szovjetunió	25
FTN	Franciaország	18 873
OMA	Csehszlovákia	50
RWM	Szovjetunió	10 000

Az utóbbi években a televízióadásokat is felhasználják pontos időjelek sugárzására.

Ez kétféleképpen lehetséges. Az első mód az, hogy óránk járását egy televízióadó sorszinkronjelének időpontja és a saját óránk másodpercjele közötti különbségével mérjük. Ugyanezt a különbséget mérik egy etalonóra esetében is. A két órajárás közötti különbséget véve kiszámítható a saját óránk járása a központi atomórához képest. Így lehet például a csehszlovákiai televízió adásának vételével a magyarországi órákat a prágai „pontos órához” igazítani.

A televízió felhasználásának másik módszere az, amikor az adás képszinkron jeleit az atomóra megfelelően leosztott frekvenciájával vezérlik. Ebben az esetben elvileg egy televíziókészülék játszhatja a pontos óra szerepét. Természetesen mindkét módszer esetében tekintetbe kell venni azt az időkülönbséget, amelyet a televíziójel az adó és a vevő között befut.

1.2.14. A naptár rövid története

Könyvünknek nem célja, hogy csillagászat-történettel is foglalkozzék, mégis célszerű a mai naptár kialakulásának legfontosabb mozzanatait összefoglalnunk.

Az időszámítás kisebb egységével, a nappal, a korábbiakban már részletesen foglalkoztunk. Mint említettük, a *középnap* hossza egyenlő a Fiktív Egyenlítői Középnap két egymást követő delelése között eltelt idővel. (A naptárkészítés problémájánál eltekintünk attól, hogy a Föld egyenetlen tengelyforgása miatt a középnap hossza az idők folyamán kismértékben változhat.)

Az időszámítás nagyobb egységei: a hét, a hónap és az év. A *hétnek* megfelelő időtartam nem található meg a természetben. Bevezetése az ókori babiloniaiaktól ered, akik a hét mozgó égitestről nevezték el a napokat, és ezeket az égitesteket a hét különböző napjain felváltva imádták. A mozgó égitestek a következők voltak (a nekik szentelt napok sorrendjében): a Nap, a Hold, a Mars, a Merkúr, a Jupiter, a Vénusz és a Szaturnusz. A hét napjainak az égitestekről való elnevezése mind a mai napig fellelhető az egyes nyugat-európai nyelvekben (pl. Sunday: Nap-nap, Monday: Hold-nap stb.).

Időszámításunk egyik természetes egysége a (*szinodikus*) hónap, amely újholdtól újholdig telik el. A hónap hossza 29,530 59 középnapot tesz ki. A legtöbb ókori nép időszámításának egységéül először a hónapot választotta, mert ennek reprodukálása a legkönnyebb: a holdfázisok megfigyelése szükséges csupán hozzá. Az időszámítás másik természetes egysége a *tropikus év*, amely az az időtartam, amely a Nap két egymást követő tavaszpont-áthaladása között eltelik. A tropikus év hossza 365,242 20 középnapot tesz ki. Az újabb naptárak túlnyomó többsége a két legfényesebb égitestre, a Napra és a Holdra alapozott természetes időtartamokat, a hónapot és az évet igyekezett közös egységrendszerbe foglalni. Ez ezért volt nehéz feladat, mert az év és a hónap nem áll egész számú naptól, és az év sem egész számú hónapból. Így a történelem folyamán használt naptárak túlnyomó többsége *luniszoláris naptár* volt.

A sumérok voltak az elsők, akik időszámításunk kezdete előtt már 5000 évvel luniszoláris naptárt használtak. A sumérok az évet tizenkét 30 napos hónapra osztották, ami összesen csak 360 napot tett ki. A történeti források szerint a hibát időnként korrigálták. A sumérokot követő babiloniaknál a szinodikus hónappal való egyezést úgy oldották meg, hogy felváltva 29 és 30 napos hónapokat használtak. Így évük hossza csak 354 napot tett ki, de ezt úgy korrigálták, hogy minden harmadik évben pótlólagosan egy tizenharmadik hónapot iktattak közbe. Az átlagos év hossza így elég jól megközelítette a tropikus évet, de így is kis eltolódás adódott. Ezért HAMMURABI, i. e. XVII. sz.-ban élt király rendeletére időnként szökőnapokat is beiktattak.

Luniszoláris naptárt használtak a zsidók, az egyiptomiak, a kínaiak, a hinduk, a mayák, a görögök és az arabok is. Ezek ismertetésére azonban itt nem térünk ki. Az ezekre vonatkozó részletesebb információk megtalálhatók a „Mi az idő?” című könyvben (lásd az irodalomjegyzéket).

A ma általánosan használt naptárunk a *római naptárból* fejlődött ki. A rómaiak kezdetben a Hold járásához igazították időszámításunkat, és felváltva 29 és 30 napos hónapokat használtak. Tíz ilyen hónap tett ki egy évet, amelynek hosszára vonatkozóan megoszlik az ókori szerzők véleménye, de valószínű, hogy a 295 napos évhossz a helyes. Az év első hónapja a március volt, aminek elején ünnepezték meg az év kezdetét. Az időszámításunk előtti V. évszázadban — egyes források szerint POMPILIUS király utasítására — csatolták az évhez a 11. és 12. hónapot: a januárt és a februárt. Így az év hossza $12 \cdot 29,5 \text{ nap} = 355 \text{ nap}$ lett. A római naptár és a tropikus év hossza közötti 10 napos eltérést úgy korrigálták, hogy hétévenként február 23. és 24. közé pótlólagosan egy hónapot iktattak be. Mivel a naptárkorrekció a papok privilégiuma volt, gyakran visszaéltek jogukkal, és például a konzulok mandátumának meghosszabbítása ürügyén az év hosszát is meghosszabbították. Emiatt JULIUS CAESAR uralkodásának idejére már 90 napos eltérés adódott a naptárban. JULIUS CAESAR ezért i. e. 46-ban SZONIGENÉSZ alexandriai tudós javaslatára naptárreformot vezetett be. Ennek egyik lépése volt, hogy az elcsúszás korrigálására a következő év hosszát 445 napban határozta meg, majd elrendelte, hogy három 365 naptól álló évet egy 366 naptól álló szökőév kövessen, és így az év hossza 365,25 nap lett. Ez a *Julián-naptár*. A hónapok hossza a következőképpen alakult:

Január	31	Július	31
Február	29 (30)	Sextilius	30
Március	31	Szeptember	31
Április	30	Október	30
Május	31	November	31
Június	30	December	30

AUGUSZTUS császár ezt a naptárt — többek között — annyiban módosította, hogy a Sextilius hónapot saját magáról Augusztusnak nevezte el, és ennek hosszát is 31 napban állapította meg. A szükséges 1 napot a februártól vette el, és az év végén levő hónapok hosszát is módosította a következőképpen:

I.	II.	III.	IV.	V.	VI.
31	28 (29)	31	30	31	30
VII.	VIII.	IX.	X.	XI.	XII.
31	31	30	31	30	31

A hónapok iménti felosztása mind a mai napig fentmaradt. A szökőnap tradicionálisan febr. 23. után következik.

A tropikus év hossza és a Julián-naptár évhossza közötti különbség $365^d 25' - 365^d 24' 22'' = 0^d 00' 78'' = 11^m 14^s$. A differencia 128 év alatt tesz ki egy napot. Ezt az eltolódást már a 325-ben megtartott niceai zsinaton észrevették, de kikorrigálására csak 1582-ben kerül sor XIII. GERGELY pápa rendeletével. A rendelet szerint 1582. október 4. után közvetlenül október 15-ét írtak a naptárban, továbbá a szökőévek rendszerét a következőképpen módosították. Minden négygel osztható év legyen szökőév, kivéve a 100-zal osztható, de négyszázzal nem osztható éveket. Ennek értelmében pl. az utóbbi 100-zal osztható évek közül 1700, 1800 és 1900 nem volt szökőév, de 2000 szökőév lesz. Ezt a naptárt *gregorián naptárnak* nevezzük, és a ma használatos naptárunk is ezt követi.

XIII. GERGELY pápa reformjával azt érte el, hogy a tavaszi ekvinokcium időpontja ismét március 21 közelébe esik, úgy ahogy a niceai zsinat idején volt, amikor a húsvét pontos időpontját meghatározták. A húsvét időpontját legegyszerűbben a következő szabállyal számíthatjuk ki: a húsvét a tavaszi ekvinoxiumot követő első holdtölte utáni vasárnap.

A csillagászati évkönyvekben például ápr. $4^d 14^h 5^m$ a következőt jelenti: április hónapból eltelt $4^d 14^h$ és 5^m . Ebben az értelemben az április hónap nem április 1.-én 0^h -kor kezdődik, hanem március 31-én 0^h -kor. Ezért például március $31^d 12^h 50^m$ megegyezik április $0^d 12^h 50^m$ -cel. A csillagászati évkönyvekben szokás a január $0^d 0^h$ -kor vett és a december $32^d 0^h$ -kor vett értékeket is feltüntetni; ezek azonban valójában az előző, illetve a következő évre vonatkoznak, és biztosítják a folyamatos átmenetet a különböző évek között.

Mint láttuk, az elmúlt évezredekben több naptárreformot hajtottak végre, továbbá a hónapok és az évek hossza sem azonos. Ezért két naptári időpillanat között eltelt időszakos hosszát bonyolult dolog kiszámítani. Ennek kiküszöbölésére a csillagászatban saját időszámítást vezettek be; ez a *Julián Dátum*.

1.2.15. A Julián Dátum

A *Julián Dátum* bevezetésének gondolata még J. J. SCALIGERTŐL származik 1582-ből, de általánosan csak a múlt században terjedt el. Definíciója a következő volt: Julián Dátum alatt értjük az időszámításunk előtti 4713. év január 1-ének greenwichi időben vett delétől eltelt napok számát. Így amikor a világidő éppen 0^h , akkor a Julián Dátum (JD) értéke egy egész szám $+0,5$. A Julián Dátumot így világidőben mérjük. Szokás néha efemerisz időben vett Julián Dátumot is használni, ilyenkor viszont a JED jelet használjuk.

A Julián Dátumot világidőben és a nap törtrészében adjuk meg. Így pl. 1983. március 23-án 0^h világidőkor a Julián Dátum: 2 445 416,5; 1983. március 23-án $13^h 48^m$ budapesti zónaidőkor a világidő $12^h 48^m$, így a kérdéses időpontban

$$JD = 2\,445\,416,5 + \frac{12^h 48^m}{24^h} = 2\,445\,417,0333.$$

A Julián Dátumok értékét az 1600 és 2100 közötti évszázadok kezdetén az alábbi táblázatban adjuk meg:

Év	1600	1700	1800	1900	2000	2100
JD jan. $0^d 0^h$	2 305 447,5	2 341 971,5	2 378 495,5	2 415 019,5	2 451 544,5	2 488 068,5

Az utóbbi években elterjedt a *Módosított Julián Dátum* (MJD) használata, melynek definíciója a következő:

$$MJD = JD - 2\,400\,000,5. \quad (1.2.29)$$

A Módosított Julián Dátum értéke 1983. jan. 0-án 0^h világidőkor:

$$MJD = 45\,334,0$$

A *Julián Évszázad* 36 525 középnapból áll. Szokás néha az időt valamilyen időponttól kiindulva Julián Évszázadokban mérni. Ezt tettük például az (1.2.22) formula esetében is.

1.2.16. A különféle évek és hónapok hossza

Az előzőkben csak a tropikus év hosszát adtuk meg. Az évet azonban nemcsak a Fiktív Egyenlítői Középnapp két egymást követő tavaszpont-áthaladása közti időintervallumként lehet meghatározni, hanem más módon is. Az alábbiakban megadjuk a különböző évek hosszát:

tropikus év (ekvinokciumtól ekvinokciumig):

$$365^d 242 198 79 - 0^d 000 006 14 T,$$

sziderikus év (az állócsillagokhoz képest):

$$365^d 256 360 42 + 0^d 000 000 11 T,$$

anomalisztikus év (perigeumtól perigeumig):

$$365^d 259 641 34 + 0^d 000 0003 04 T,$$

fogyatkozási év (A Hold felszálló csomójától a felszálló csomóig):

$$346^{\text{d}}620\ 031 + 0^{\text{d}}000\ 032\ T,$$

ahol T -t Julián Évszázadokban mérjük, $JD = 2\ 415\ 020,0$ -tól.

Hasonlóképpen értelmezhetünk többféle hónapot is. Az alábbiakban megadjuk a különböző hónapok hosszát:

szinodikus hónap (újholdtól újholdig):

$$29^{\text{d}}530\ 589,$$

tropikus hónap (ekvinokciumtól ekvinokciumig):

$$27^{\text{d}}321\ 582,$$

sziderikus hónap (az állócsillagokhoz képest):

$$27^{\text{d}}321\ 662,$$

anomalisztikus hónap (perigeumtól perigeumig):

$$27^{\text{d}}554\ 550,$$

drakonikus hónap (felszálló csomótól felszálló csomóig):

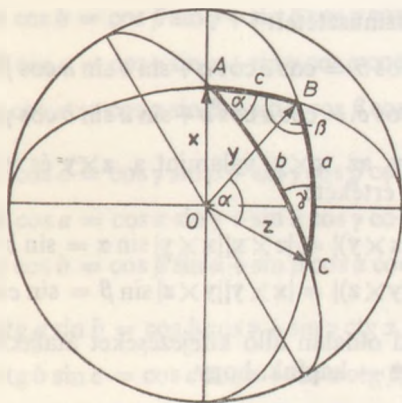
$$27^{\text{d}}212\ 221.$$

1.3. Átszámítások koordináta-rendszerek között

1.3.1. Gömbháromszögtani alapismeretek

A különféle csillagászati koordináta-rendszerek közötti átszámítások elvégzéséhez szükségünk van a gömbháromszögtan elemeinek ismeretére. A gömbháromszögtanban lényegtelen annak a gömbnek a sugara, amelynek felületén vizsgálódásainkat végezzük, ezért a továbbiakban mindig *egység sugarú gömböt* használunk.

A gömbnek minden síkkal való metszésvonala kör. Azok a síkok, amelyek átmennek a gömb középpontján, a *főkörök*. Ezek egyben a gömb felületén húzható legnagyobb sugarú körök is. Szokás azért ezeket *legnagyobb gömbi köröknek* is nevezni. A gömb felületének két pontja közötti legkisebb távolságot a két ponton átmenő főkör jelöli ki. Így a sík egyeneseseinek gömbi analógiái a főkörök. Két egymástól különböző főkör két gömbkétszöget határoz meg a gömb felületén. Tekintsünk három egymástól különböző x , y és z egységvektort, amelyek a gömb O középpontjából indulnak ki (1.21. ábra). A három vektor a gömb felszínének rendre az A , B és C pontját jelöli ki. Kössük össze A -t B -vel, B -t C -vel és C -t A -val főkörök segítségével. Az ekkor keletkezett ABC idomot *gömbháromszögnek* nevezzük. A szokásos jelölések szerint a gömbháromszög A csúcsával szemközti oldalát a -val jelöljük; a tulajdonképpen a BOC szög. Hasonlóképpen a B -vel szemben van a b , C -vel szemben pedig a c oldal. A gömbháromszög A -nál levő α szöge az AB oldalhoz és az AC oldalhoz A -ban húzott érintők szögét jelenti, amely megegyezik az AOB síknak az AOC síkkal bezárt szögével. Hasonlóképpen a B csúcsnál a β , a C csúcsnál a γ szög helyezkedik el.



1.21. ábra. A gömbháromszög szögei (α, β, γ) és oldalai (a, b, c)

A következőkben olyan gömbháromszögekkel foglalkozunk, amelyek mindhárom oldala kisebb 180° -nál. Az ilyen gömbháromszögekre — mint könnyen látható —

$$180^\circ < \alpha + \beta + \gamma < 540^\circ. \quad (1.3.1)$$

Az 1.21. ábrából világos, hogy a gömbháromszög a oldalát tartalmazó, a B, O és C pontok által meghatározott síkra merőleges az $y \times z$ vektor. Hasonlóképpen a b oldal síkjára a $z \times x$, a c oldal síkjára pedig az $x \times y$ vektor merőleges. Ugyancsak az 1.21. ábrából következik, hogy

$$\begin{aligned} yz &= \cos a, \\ zx &= \cos b, \\ xy &= \cos c. \end{aligned} \quad (1.3.2)$$

A b és a c oldalak által bezárt α szög megegyezik a $z \times x$ és az $x \times y$ vektorok által bezárt szöggel:

$$(z \times x; x \times y) = \alpha, \quad (1.3.3)$$

és hasonlóképpen

$$(x \times y; y \times z) = \beta, \quad (1.3.4)$$

$$(y \times z; z \times x) = \gamma.$$

Nyilván:

$$(z \times x)(x \times y) = |z \times x| |x \times y| \cos \alpha = \sin b \sin c \cos \alpha. \quad (1.3.5)$$

Az (1.3.5) egyenlőség bal oldala (1.3.2) felhasználásával még a következőképpen is írható:

$$\begin{aligned} (z \times x)(x \times y) &= z[x \times (x \times y)] = z[y(x^2) - x(xy)] = \\ &= z[y - x \cos c] = \cos a - \cos b \cos c. \end{aligned} \quad (1.3.6)$$

Ez utóbbit (1.3.5)-tel egybevetve kapjuk:

$$\cos a = \cos b \cos c + \sin b \sin c \cos \alpha. \quad (1.3.7a)$$

Az (1.3.7a) a gömbháromszögtan koszinusztétele. (1.3.7a) analógiájára a gömbhárom-

szög b és c oldalára a koszinusztétel:

$$\begin{aligned}\cos b &= \cos c \cos a + \sin b \sin a \cos \beta, \\ \cos c &= \cos a \cos b + \sin a \sin b \cos \gamma.\end{aligned}\tag{1.3.7b}$$

Képezzük most a $\mathbf{z} \times \mathbf{y}$, az $\mathbf{x} \times \mathbf{y}$, valamint a $\mathbf{z} \times \mathbf{y}$ és $\mathbf{y} \times \mathbf{z}$ vektorok vektoriális szorzatának az abszolút értékét:

$$\begin{aligned} |(\mathbf{z} \times \mathbf{x}) \times (\mathbf{x} \times \mathbf{y})| &= |\mathbf{z} \times \mathbf{x}| |\mathbf{x} \times \mathbf{y}| \sin \alpha = \sin b \sin c \sin \alpha, \\ |(\mathbf{x} \times \mathbf{y}) \times (\mathbf{y} \times \mathbf{z})| &= |\mathbf{x} \times \mathbf{y}| |\mathbf{y} \times \mathbf{z}| \sin \beta = \sin c \sin a \sin \beta.\end{aligned}\tag{1.3.8}$$

Az (1.3.8) egyenletek bal oldalán álló kifejezéseket átalakítva — a vegyesszorzatot szögletes zárójellel jelölve — kapjuk, hogy

$$\begin{aligned} |(\mathbf{z} \times \mathbf{x}) \times (\mathbf{x} \times \mathbf{y})| &= |\mathbf{x}[\mathbf{xyz}] - \mathbf{z}[\mathbf{xyx}]| = [\mathbf{xyz}], \\ |(\mathbf{x} \times \mathbf{y}) \times (\mathbf{y} \times \mathbf{z})| &= |\mathbf{y}[\mathbf{xyz}] - \mathbf{x}[\mathbf{yyz}]| = [\mathbf{xyz}].\end{aligned}\tag{1.3.9}$$

(1.3.9) felhasználásával az (1.3.8)-ból nyerjük, hogy

$$\frac{\sin a}{\sin b} = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta}.\tag{1.3.10a}$$

Ez utóbbi összefüggés a *gömbháromszögtan szinusztétele*. Az előzőek szerint a szinusztételt a gömbháromszög többi oldalára is felírva kapjuk, hogy

$$\begin{aligned}\frac{\sin b}{\sin c} &= \frac{\sin \beta}{\sin \gamma}, \\ \frac{\sin c}{\sin a} &= \frac{\sin \gamma}{\sin \alpha}.\end{aligned}\tag{1.3.10b}$$

Levezetés nélkül felírjuk még a gömbháromszögtannak a szférikus csillagászatban előforduló néhány további fontos összefüggését [a levezetések megtalálhatóak például K. A. KULIKOV (lásd az irodalomjegyzéket) könyvében]:

$$\begin{aligned}\cos \alpha &= -\cos \beta \cos \gamma + \sin \beta \sin \gamma \cos a, \\ \cos \beta &= -\cos \gamma \cos \alpha + \sin \gamma \sin \alpha \cos b, \\ \cos \gamma &= -\cos \alpha \cos \beta + \sin \alpha \sin \beta \cos c,\end{aligned}\tag{1.3.11}$$

$$\begin{aligned}\sin a \cos \beta &= \cos b \sin c - \sin b \cos c \cos \alpha, \\ \sin b \cos \gamma &= \cos c \sin a - \sin c \cos a \cos \beta, \\ \sin c \cos \alpha &= \cos a \sin b - \sin a \cos b \cos \gamma,\end{aligned}\tag{1.3.12a}$$

$$\begin{aligned}\sin a \cos \gamma &= \cos c \sin b - \sin c \cos b \cos \alpha, \\ \sin b \cos \alpha &= \cos a \sin c - \sin a \cos c \cos \beta, \\ \sin c \cos \beta &= \cos b \sin a - \sin b \cos a \cos \gamma,\end{aligned}\tag{1.3.12b}$$

$$\begin{aligned} \sin \alpha \cos b &= \cos \beta \sin \gamma + \sin \beta \cos \gamma \cos a, \\ \sin \beta \cos c &= \cos \gamma \sin \alpha + \sin \gamma \cos \alpha \cos b, \\ \sin \gamma \cos a &= \cos \alpha \sin \beta + \sin \alpha \cos \beta \cos c \end{aligned} \quad (1.3.13a)$$

$$\begin{aligned} \sin \alpha \cos c &= \cos \gamma \sin \beta + \sin \gamma \cos \beta \cos a, \\ \sin \beta \cos a &= \cos \alpha \sin \gamma + \sin \alpha \cos \gamma \cos b, \\ \sin \gamma \cos b &= \cos \beta \sin \alpha + \sin \beta \cos \alpha \cos c, \end{aligned} \quad (1.3.13b)$$

$$\begin{aligned} \operatorname{ctg} a \sin b &= \cos b \cos \gamma + \sin \gamma \operatorname{ctg} \alpha, \\ \operatorname{ctg} b \sin c &= \cos c \cos \alpha + \sin \alpha \operatorname{ctg} \beta, \\ \operatorname{ctg} c \sin a &= \cos a \cos \beta + \sin \beta \operatorname{ctg} \gamma, \end{aligned} \quad (1.3.14)$$

$$\operatorname{tg} \frac{\alpha - \beta}{2} = \frac{\sin \frac{a - b}{2}}{\sin \frac{a + b}{2}} \operatorname{ctg} \frac{\gamma}{2}, \quad (1.3.15)$$

$$\operatorname{tg} \frac{\alpha + \beta}{2} = \frac{\cos \frac{a - b}{2}}{\cos \frac{a + b}{2}} \operatorname{ctg} \frac{\gamma}{2},$$

$$\operatorname{tg} \frac{a - b}{2} = \frac{\sin \frac{\alpha - \beta}{2}}{\sin \frac{\alpha + \beta}{2}} \operatorname{tg} \frac{c}{z}, \quad (1.3.16)$$

$$\operatorname{tg} \frac{a + b}{z} = \frac{\cos \frac{\alpha - \beta}{2}}{\cos \frac{\alpha + \beta}{2}} \operatorname{tg} \frac{c}{z}.$$

Sok esetben használnak a szférikus csillagászatban *derékszögű gömbháromszöget*, ezért érdemes felírunk az előzőekben levezetett formulák egy részét ilyen esetekben is. Az (1.3.10) egyenletek $\alpha = 90^\circ$ esetében a következő alakot veszik fel:

$$\begin{aligned} \sin b &= \sin a \sin \beta, \\ \sin c &= \sin a \sin \gamma. \end{aligned} \quad (1.3.17)$$

Az (1.3.7a) egyenlet $\alpha = 90^\circ$ esetében:

$$\cos a = \cos b \cos c. \quad (1.3.18)$$

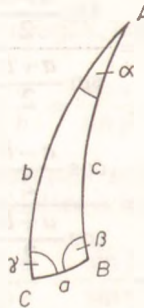
Az (1.3.11) egyenletek speciális esetei $\alpha=90^\circ$ esetében:

$$\begin{aligned}\cos a &= \operatorname{ctg} \beta \operatorname{ctg} \gamma, \\ \cos \beta &= \sin \gamma \cos b, \\ \cos \gamma &= \sin \beta \cos c.\end{aligned}\tag{1.3.19}$$

Az (1.3.12) egyenletek közül az első $\alpha=90^\circ$ esetében:

$$\sin a \cos \beta = \cos b \sin c.\tag{1.3.20}$$

Gyakran előfordul a szférikus csillagászatban, hogy olyan gömbháromszöget használunk, amelynek egyik oldala a másik kettőhöz képest elhanyagolhatóan kicsiny. Ezeket a gömbháromszögeket *keskeny gömbháromszögeknek* nevezzük, és az előzőeknél egyszerűbb formulák érvényesek rájuk. Legyen a gömbháromszög a oldala elhanyagolhatóan kicsiny a b -hez és a c -hez képest. Ekkor a keskeny gömbháromszög (1.22. ábra) α szögének koszinuszát 1-nek lehet venni, továbbá az a és a $c-b$ meny-



1.22. ábra. A keskeny gömbháromszög

nyiségek szinusza helyett magukat a szögértékeket vehetjük. Ekkor a gömbháromszögtani szinusztétel (1.3.10) a következő alakot ölti:

$$\begin{aligned}\alpha \sin b &= a \sin \beta, \\ \alpha \sin c &= a \sin \gamma,\end{aligned}\tag{1.3.21}$$

ahol a szögeket radiánban mérjük.

Az (1.3.12) formulák közül az elsőből nyerjük, hogy

$$a \cos \beta = \cos b \sin c - \sin b \cos c = \sin(b-c) = c-b,$$

azaz

$$a \cos \beta = c-b.\tag{1.3.22}$$

A szférikus csillagászatban néha előfordul, hogy a gömbháromszögtan formuláinak *differenciális alakjait* kell használjuk. Ezek közül a két legfontosabbat a következőkben mutatjuk be.

Differenciáljuk az (1.3.10a) egyenletet:

$$\cos a \sin \beta da + \sin a \cos \beta d\beta = \cos b \sin \alpha db + \sin b \cos \alpha d\alpha.$$

A kapott egyenletet osszuk most el az (1.3.10a) egyenlettel:

$$\operatorname{ctg} a \, da + \operatorname{ctg} \beta \, d\beta = \operatorname{ctg} b \, db + \operatorname{ctg} \alpha \, d\alpha. \quad (1.3.23)$$

Differenciáljuk most az (1.3.7a) egyenletet is:

$$\begin{aligned} -\sin a \, da &= (-\sin b \cos c + \cos b \sin c \cos \alpha) \, db + \\ &+ (-\cos b \sin c + \sin b \cos c \cos \alpha) \, dc - \sin b \sin c \sin \alpha \, d\alpha. \end{aligned}$$

Az (1.3.12) formulák közül az ötödiket és az elsőt felhasználva kapjuk, hogy

$$\sin a \, da = \sin a \cos \gamma \, db + \sin a \cos \beta \, dc + \sin b \sin c \sin \alpha \, d\alpha.$$

Használjuk most fel a gömbháromszögtan szinusztételét az a és c oldalakra vonatkoztatva (1.3.10b):

$$\sin c = \sin a \frac{\sin \gamma}{\sin \alpha},$$

és írjuk ezt be egyenletünk utolsó tagjába:

$$da = \cos \gamma \, db + \cos \beta \, dc + \sin b \sin \gamma \, d\alpha. \quad (1.3.24)$$

Az (1.3.11) egyenletek közül differenciáljuk most az elsőt:

$$\begin{aligned} -\sin \alpha \, d\alpha &= (\sin \beta \cos \gamma + \cos \beta \sin \gamma \cos a) \, d\beta + \\ &+ (\cos \beta \sin \gamma + \sin \beta \cos \gamma \cos a) \, d\gamma - \sin \beta \sin \gamma \sin a \, da. \end{aligned}$$

Használjuk most fel az (1.3.13) egyenletek közül az ötödiket és az elsőt. Ekkor a következő egyenlethez jutunk:

$$\sin \alpha \, d\alpha = -\sin \alpha \cos c \, d\beta + \sin \alpha \cos \beta \, d\gamma - \sin \beta \sin \gamma \sin a \, da.$$

Felhasználva a gömbháromszögtani szinusztételt:

$$\sin a = \sin \alpha \frac{\sin b}{\sin \beta},$$

kapjuk, hogy

$$d\alpha = -\cos c \, d\beta - \cos b \, d\gamma + \sin \beta \sin \gamma \, da. \quad (1.3.25)$$

1.3.2. Távolságok kiszámítása a Föld felszínén

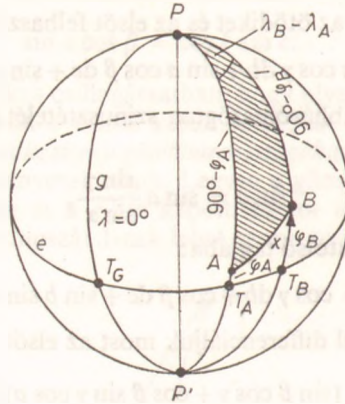
A csillagászati földrajzban gyakran szükség van két földfelszíni pont távolságának kiszámítására. Az egyszerűség kedvéért a továbbiakban a Földet tökéletes gömbnek tételezzük fel, amelynek sugara: $R=6\,378\,160$ m. Ebben az esetben a Föld felszínén 1° -os szögtávolságnak $111,32$ km távolság felel meg.

Jelölje (1.23. ábra) a Föld északi pólusát a P , déli pólusát pedig a P' pont. Az egyenlítő jele legyen e , a greenwichi meridiáné pedig g . Az egyenlítő és a greenwichi hosszúsági kör messe egymást a T_G pontban. Számítsuk ki a Föld felszínén elhelyezkedő A és B pont egymástól mért távolságát. Ehhez fektessünk A -n és B -n keresztül is egy-egy hosszúsági kört. Az A ponton keresztülhaladó hosszúsági körnek az e egyenlítővel való metszéspontja legyen T_A , a B ponton keresztülhaladónak pedig T_B . Rajzoljunk egy az A és a B ponton áthaladó főkört, és tekintsük a PAB gömbhárom-

szöget. A gömbháromszög P -nél levő szöge

$$\alpha = T_G T_B \sphericalangle - T_G T_A \sphericalangle = \lambda_B - \lambda_A,$$

ahol λ_A és λ_B az A és B pontok földrajzi hosszúságát jelöli. A $T_A A \sphericalangle$ az A pont, a $T_B B \sphericalangle$ a B pont φ_A és φ_B földrajzi szélessége. Így a gömbháromszög PA oldala $PA = 90^\circ - \varphi_A$, PB oldala $PB = 90^\circ - \varphi_B$.



1.23. ábra. A földfelszíni pontok távolságának kiszámítása

Írjuk most fel a PAB gömbháromszög $x = AB$ oldalára a gömbháromszögtan koszinusztételét (1.3.7):

$$\cos x = \cos(90^\circ - \varphi_A) \cos(90^\circ - \varphi_B) +$$

$$+ \sin(90^\circ - \varphi_A) \sin(90^\circ - \varphi_B) \cos(\lambda_B - \lambda_A).$$

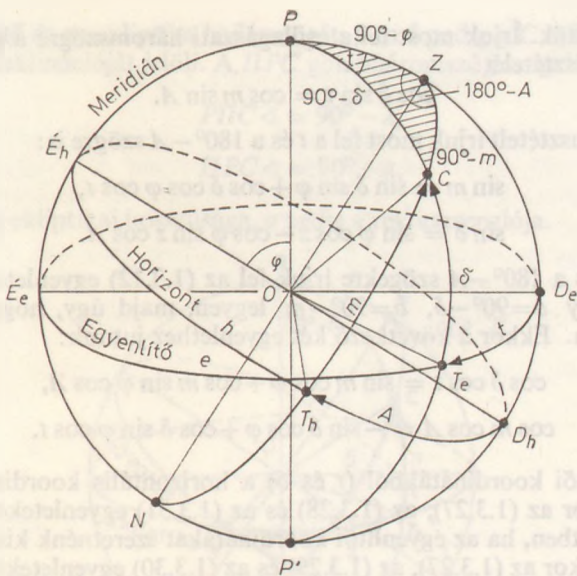
Átalakítva:

$$\cos x = \sin \varphi_A \sin \varphi_B + \cos \varphi_A \cos \varphi_B \cos(\lambda_B - \lambda_A) \quad (1.3.26)$$

1.3.3. Átszámítás az egyenlítői és a horizontális koordináta-rendszer között

Rajzoljunk egy O középpontú éggömböt, amelyen most egyszerre tüntessünk fel egy első egyenlítői és egy horizontális koordináta-rendszert (1.24. ábra). Az egyenlítői rendszer pólusai legyenek P és P' , az egyenlítőt jelöljük e -vel, a zenitpont jele legyen Z , a nadiré N , és a horizontot jelöljük h -val. A P , Z , P' és N pontokon átmenő főkör — mint már említettük — a meridián. Az 1.24. ábrát úgy rajzoltuk, hogy a meridián síkja essék egybe a papír síkjával. Az egyenlítő délpontja legyen D_e , a horizont délpontja pedig D_h .

Jelölje egy térbeli pont (csillag) szférikus helyét az éggömbön a C pont. C -n keresztül húzzunk egy vertikális kört, amely a horizontot a T_h horizontális talpontban metszi, és egy órákört is, melynek metszéspontja az egyenlítővel a T_e egyenlítői talpont. A PZC gömbháromszöget csillagászati háromszögnek vagy más néven *parallaktikus háromszög*nek nevezzük.



1.24. ábra. Átszámítás az egyenlítői és a horizontális koordináta-rendszer között

Most határozzuk meg a csillagászati háromszög oldalait és szögeit. A csillagászati háromszög CPZ szöge megegyezik a D_eOT_e szöggel, ami a C csillag t óraszöge, így:

$$CPZ \sphericalangle = t.$$

A $D_eZC \sphericalangle$ megegyezik a $D_hT_h \sphericalangle$ -gel vagyis a C csillag A azimutjával. Így a csillagászati háromszög Z -nél levő szögére felírhatjuk, hogy

$$PZC \sphericalangle = 180^\circ - A.$$

A T_hOC szög megegyezik a C csillag m magasságával, így

$$ZC = 90^\circ - m = z,$$

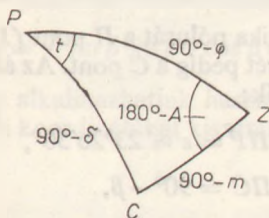
ahol z a csillag zenittávolsága. A T_eOC szög a C csillag δ deklinációja, tehát

$$PC = 90^\circ - \delta.$$

A PZ oldal (lásd az 1.1.6. fejezetet) éppen a φ földrajzi szélesség kiegészítő szöge, azaz:

$$PZ = 90^\circ - \varphi.$$

A csillagászati háromszöget — a jobb áttekinthetőség kedvéért — az 1.25. ábrán



1.25. ábra. A csillagászati háromszög

külön is feltüntettük. Írjuk most fel a csillagászati háromszögre a gömbháromszög-
tan (1.3.10) szinusztételét:

$$\cos \delta \sin t = \cos m \sin A. \quad (1.3.27)$$

Az (1.3.7) koszinusztételt írjuk most fel a t és a $180^\circ - A$ szögre is:

$$\sin m = \sin \delta \sin \varphi + \cos \delta \cos \varphi \cos t, \quad (1.3.28)$$

$$\sin \delta = \sin \varphi \cos z - \cos \varphi \sin z \cos A. \quad (1.3.29)$$

Ugyancsak a t és a $180^\circ - A$ szögekre írjuk fel az (1.3.12) egyenletek közül az elsőt
először úgy, hogy $a=90^\circ - \delta$, $b=90^\circ - m$ legyen, majd úgy, hogy $a=90^\circ - m$ és
 $b=90^\circ - \delta$ legyen. Ekkor a következő két egyenlethez jutunk:

$$\cos \delta \cos t = \sin m \cos \varphi + \cos m \sin \varphi \cos A, \quad (1.3.30)$$

$$\cos m \cos A = -\sin \delta \cos \varphi + \cos \delta \sin \varphi \cos t. \quad (1.3.31)$$

Ha az egyenlítői koordinátákból (t és δ) a horizontális koordinátákat óhajtjuk
kiszámítani, akkor az (1.3.27), az (1.3.28) és az (1.3.31) egyenleteket használhatjuk,
míg abban az esetben, ha az egyenlítői koordinátákat szeretnénk kiszámítani a hori-
zontálisakból, akkor az (1.3.27), az (1.3.29) és az (1.3.30) egyenleteket használhatjuk.
Érdemes egyenleteinket az előző szempontok szerint csoportosítva külön is feltün-
tetnünk:

$$\cos m \sin A = \cos \delta \sin t,$$

$$\sin m = \sin \delta \sin \varphi + \cos \delta \cos \varphi \cos t, \quad (1.3.32)$$

$$\cos m \cos A = -\sin \delta \cos \varphi + \cos \delta \sin \varphi \cos t;$$

illetve

$$\cos \delta \sin t = \cos m \sin A,$$

$$\sin \delta = \sin \varphi \sin m - \cos \varphi \cos m \cos A, \quad (1.3.33)$$

$$\cos \delta \cos t = \sin m \cos \varphi + \cos m \sin \varphi \cos A.$$

Abban az esetben, ha nem az első egyenlítői koordináták, hanem az α rektaszcenzió
és a δ deklináció van megadva, akkor a

$$t = s - \alpha$$

kifejezés segítségével számíthatjuk ki az óraszöveget.

1.3.4. Átszámítás az egyenlítői és az ekliptikai koordináta-rendszer között

Jelölje az éggömbön az ekliptika pólusát a Π pont (1.26. ábra), az ekvátor pólusát
a P pont, a csillag szférikus helyét pedig a C pont. Az ábrából világos, hogy a gömb-
háromszög oldalai a következők:

$$\Pi P = \varepsilon \approx 23^\circ 26' 30'',$$

$$\Pi C = 90^\circ - \beta,$$

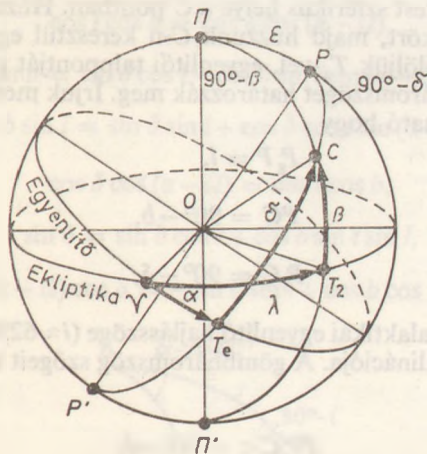
$$PC = 90^\circ - \delta,$$

ahol ε az egyenlítő és az ekliptika hajlásszögét, β és δ pedig a C csillag ekliptikai szélességét, illetve deklinációját jelöli. A ΠPC gömbháromszög szögei a következők:

$$\Pi PC \sphericalangle = 90^\circ - \lambda,$$

$$\Pi PC \sphericalangle = 90^\circ + \alpha,$$

ahol λ a C csillag ekliptikai hosszúsága, α pedig a rektaszenciója.



1.26. ábra. Átszámítás az egyenlítői és az ekliptikai koordináta-rendszer között

Az (1.3.10), az (1.3.7) és az (1.3.12) közül az elsőt a megfelelő oldalakra és szögekre alkalmazva a következő összefüggéseket kapjuk:

$$\cos \beta \cos \lambda = \cos \delta \cos \alpha,$$

$$\sin \beta = \cos \varepsilon \sin \delta - \sin \varepsilon \cos \delta \sin \alpha, \quad (1.3.34)$$

$$\cos \beta \sin \lambda = \sin \delta \sin \varepsilon + \cos \delta \cos \varepsilon \sin \alpha.$$

E formulákat akkor használjuk, ha az egyenlítői koordinátákból kívánjuk az ekliptikai koordinátákat kiszámítani. Ha most más formában ismét (1.3.10)-et, (1.3.7)-et és (1.3.12)-t alkalmazzuk, a következő összefüggésekhez jutunk:

$$\cos \delta \cos \alpha = \cos \beta \cos \lambda,$$

$$\sin \delta = \cos \varepsilon \sin \beta + \sin \varepsilon \cos \beta \sin \lambda, \quad (1.3.35)$$

$$\cos \delta \sin \alpha = -\sin \beta \sin \varepsilon + \cos \beta \cos \varepsilon \sin \lambda.$$

Ezeket a kapcsolatokat akkor alkalmazhatjuk hasznosan, ha az ekliptikai koordinátákból kívánjuk az egyenlítői koordinátákat kiszámítani.

1.3.5. Átszámítás az egyenlítői és a galaktikai koordináta-rendszer között

Az O középpontú éggömbre rajzoljunk most egy egyenlítői és egy galaktikai koordináta-rendszert (1.27. ábra). Az egyenlítő pólusa legyen P , az egyenlítőt jelöljük e -vel, a galaktika pólusa legyen P_g , a galaktikai egyenlítő e_g . Az egyenlítő és a galaktikai egyenlítő egymást a G felszálló csomópontban metszi (lásd az 1.3.9. fejezetet). Helyezkedjék el egy égitest szférikus helye a C pontban. Húzzunk a P_g , C és P pontokon keresztül egy főkört, majd húzzunk C -n keresztül egy órákört. A C csillag galaktikai talppontját jelöljük T_g -vel, egyenlítői talppontját pedig T_e -vel. Az utóbbi főkörök a P_gPC gömbháromszöget határozzák meg. Írjuk most fel a gömbháromszög szögeit. Az ábrából látható hogy

$$P_g P = i,$$

$$PC = 90^\circ - b,$$

$$P_g C = 90^\circ - \delta,$$

ahol i az egyenlítő és a galaktikai egyenlítő hajlásszöge ($i \approx 62^\circ 6'$), b a csillag galaktikai szélessége, δ pedig a deklinációja. A gömbháromszög szögeit a következőképpen számítjuk ki:

Világos, hogy

$$PP_g C \sphericalangle = 90^\circ - l,$$

ahol l a (rég) galaktikus hosszúság.

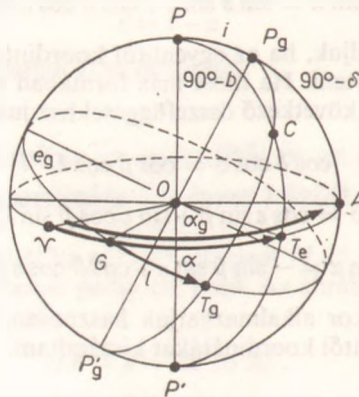
Jelölje α_g a P_g galaktikai pólus rektaszcenzióját, α pedig a csillag rektaszcenzióját. Nyilvánvaló, hogy ekkor

$$\sphericalangle O A \sphericalangle = \alpha_g,$$

$$\sphericalangle O T_e \sphericalangle = \alpha,$$

és

$$P_g P C \sphericalangle = \alpha - \alpha_g.$$



1.27. ábra. Átszámítás az egyenlítői és a galaktikai koordináta-rendszer között

Tekintettel arra, hogy a $AOG \sphericalangle = 90^\circ$, a G felszálló csomó hosszát Ω -val jelölve kapjuk, hogy

$$P_g PC \sphericalangle = \alpha - \alpha_g = \alpha - \Omega + 90^\circ.$$

Itt $\Omega \approx 282^\circ 2'$.

A jobb áttekinthetőség kedvéért az 1.28. ábrán a $P_g PC$ gömbháromszöget külön is feltüntettük. Alkalmazzuk most az (1.3.10), (1.3.7) és (1.3.12) összefüggések mindegyike közül az elsőt a gömbháromszögre. Ekkor

$$\cos l \cos b = \cos \delta \cos (\alpha - \Omega),$$

$$\sin b = \sin \delta \cos i - \cos \delta \sin i \sin (\alpha - \Omega), \quad (1.3.36)$$

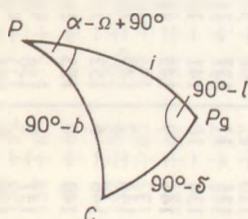
$$\cos b \sin l = \sin \delta \sin i + \cos \delta \cos i \sin (\alpha - \Omega),$$

illetve

$$\cos \delta \cos (\alpha - \Omega) = \cos l \cos b,$$

$$\sin \delta = \sin b \cos i + \cos b \sin i \sin l, \quad (1.3.37)$$

$$\sin (\alpha - \Omega) \cos \delta = -\sin b \sin i + \cos b \cos i \sin l.$$



1.28. ábra. Az egyenlítői és a galaktikai koordináta-rendszer közötti átszámításkor keletkezett gömbháromszög

Ha a galaktikai koordinátákat óhajtjuk kiszámítani az egyenlítői koordinátákból, akkor az (1.3.36), ha pedig az ekvatoriális koordinátákat a galaktikaiakból, akkor az (1.3.37) összefüggéseket használjuk. Szeretnénk még egyszer felhívni a figyelmet arra, hogy az (1.3.36) és az (1.3.37) képletekben az l a „régii” l_1 galaktikai hosszúságot jelöli. Ha az „új” galaktikai hosszúságot akarjuk kiszámítani, akkor tekintetbe kell vennünk, hogy (1.1.7) szerint

$$l_{II} = l_1 + 33^\circ 0'.$$

A különböző rektaszcenzió- és deklinációértékekhez tartozó l_{II} és b_{II} galaktikai koordinátákat az 1.7. táblázatban tüntettük fel.

1.3.6. Az égitestek kelésének és nyugvásának kiszámítása

Ha eltekintünk a légkör fénytörő hatásától (refrakció), akkor a pontszerű és végtelen távolságban levő égitest kelésekor és nyugvásakor pontosan a horizont síkján halad éppen keresztül, azaz magassága

$$m = 0^\circ.$$

1.7. táblázat. Az ekvatoriális koordináták (α , δ) átszámítása galaktikai (l , b) koordinátákra
Északi féltéke

α	δ	$+90^\circ$		$+80^\circ$		$+70^\circ$		$+60^\circ$		$+50^\circ$		$+40^\circ$		$+30^\circ$		$+20^\circ$		$+10^\circ$		0°	
		l	b	l	b	l	b	l	b	l	b	l	b	l	b	l	b	l	b	l	b
0 ^h	0 ^m	123	+27	121	+18	119	+8	117	-2	115	-12	113	-22	111	-31	108	-41	104	-51	98	-60
	20	123	+27	122	+17	120	+8	119	-2	118	-12	117	-22	116	-32	113	-42	111	-52	108	-62
	40	123	+27	123	+17	122	+7	122	-3	122	-13	121	-23	121	-33	120	-43	119	-53	118	-63
1	0	123	+27	124	+17	124	+7	124	-3	125	-13	125	-23	126	-33	127	-43	127	-53	129	-62
	20	123	+27	124	-17	126	+8	127	-2	128	-12	129	-22	131	-32	133	-42	135	-52	139	-62
	40	123	+27	125	+18	127	+8	129	-2	131	-12	133	-22	136	-31	139	-41	143	-51	149	-60
2	0	123	+27	126	+18	129	+8	132	-1	135	-11	137	-21	141	-30	145	-40	150	-49	158	-58
	20	123	+27	127	+18	131	+9	134	-1	138	-10	141	-19	145	-29	150	-38	157	-47	165	-55
	40	123	+27	128	+18	132	+9	136	-0	141	-9	145	-18	150	-27	156	-36	163	-44	172	-52
3	0	123	+27	129	+19	134	+10	139	+1	144	-7	149	-16	154	-25	160	-33	168	-41	177	-48
	20	123	+27	129	+19	135	+11	141	+3	146	-6	152	-14	158	-22	165	-30	173	-38	182	-45
	40	123	+27	130	+20	137	+12	143	+4	149	-4	155	-12	162	-20	169	-27	177	-34	187	-41
4	0	123	+27	131	+20	138	+13	145	+6	151	-2	158	-9	165	-17	172	-24	181	-31	190	-37
	20	123	+27	132	+21	139	+14	147	+7	154	0	161	-7	168	-14	176	-20	184	-27	194	-33
	40	123	+27	132	+22	140	+16	148	+9	156	+3	163	-4	171	-10	179	-17	188	-23	197	-28
5	0	123	+27	133	+22	142	+17	150	+11	158	+5	166	-1	174	-7	182	-13	191	-19	200	-24
	20	123	+27	133	+23	142	+19	151	+13	160	+8	168	+2	176	-4	185	-9	193	-15	202	-20
	40	123	+27	133	+24	143	+20	153	+15	162	+11	170	+5	179	0	187	-5	196	-10	205	-15
6	0	123	+27	134	+25	144	+22	154	+18	163	+13	172	+9	181	+4	190	-1	198	-6	207	-11
	20	123	+27	134	+26	145	+23	155	+20	165	+16	174	+12	183	+8	192	+3	201	-2	210	-6
	40	123	+27	134	+27	145	+25	156	+22	166	+19	176	+16	185	+12	194	+7	203	+3	212	-2
7	0	123	+27	134	+27	145	+27	156	+25	167	+22	177	+19	187	+15	196	+11	205	+7	214	+2
	20	123	+27	134	+28	146	+28	157	+27	168	+25	178	+23	189	+20	198	+26	208	+11	217	+7
	40	123	+27	134	+29	146	+30	157	+30	169	+29	180	+26	190	+24	200	+20	210	+16	219	+11

8 ^h 0 ^m	123° + 27°	134° + 30°	146° + 32°	157° + 32°	169° + 32°	181° + 30°	192° + 28°	202° + 24°	212° + 20°	221° + 16°
20	123 + 27	134 + 31	145 + 33	157 + 35	169 + 36	181 + 34	193 + 32	204 + 29	214 + 25	224 + 20
40	123 + 27	133 + 32	145 + 35	157 + 37	169 + 38	182 + 38	194 + 36	206 + 33	217 + 29	225 + 24
9 0	123 + 27	133 + 32	144 + 37	156 + 40	169 + 41	182 + 42	196 + 40	208 + 38	219 + 34	229 + 29
20	123 + 27	132 + 33	143 + 38	155 + 42	169 + 45	183 + 45	197 + 44	210 + 42	222 + 38	233 + 33
40	123 + 27	132 + 34	142 + 40	154 + 44	168 + 48	182 + 49	198 + 49	212 + 46	225 + 42	236 + 37
10 0	123 + 27	131 + 35	141 + 41	152 + 47	166 + 51	182 + 53	199 + 53	214 + 51	228 + 47	240 + 41
20	123 + 27	130 + 35	139 + 42	150 + 49	164 + 54	181 + 57	199 + 57	217 + 55	232 + 51	244 + 45
40	123 + 27	130 + 36	138 + 44	148 + 51	162 + 57	179 + 61	200 + 62	220 + 60	237 + 55	249 + 49
11 0	123 + 27	129 + 36	136 + 45	145 + 52	158 + 59	177 + 64	200 + 66	224 + 64	242 + 59	255 + 52
20	123 + 27	128 + 37	134 + 46	142 + 54	154 + 62	173 + 68	200 + 70	228 + 68	248 + 63	261 + 55
40	123 + 27	127 + 37	131 + 46	138 + 55	149 + 64	167 + 71	199 + 75	234 + 73	257 + 66	269 + 58
12 0	123 + 27	126 + 37	129 + 47	134 + 56	142 + 66	159 + 74	196 + 79	244 + 77	267 + 69	278 + 60
20	123 + 27	125 + 37	127 + 47	130 + 57	135 + 67	147 + 76	189 + 83	260 + 80	280 + 71	288 + 62
40	123 + 27	123 + 37	124 + 47	125 + 57	127 + 67	131 + 77	160 + 87	287 + 82	296 + 72	298 + 63
13 0	123 + 27	122 + 37	122 + 47	120 + 57	118 + 67	113 + 77	81 + 86	322 + 82	312 + 72	309 + 62
20	123 + 27	121 + 37	119 + 47	116 + 57	110 + 67	98 + 76	56 + 83	348 + 80	327 + 71	319 + 62
40	123 + 27	120 + 37	117 + 47	112 + 56	103 + 65	86 + 74	49 + 79	3	340 + 69	329 + 60
14 0	123 + 27	119 + 37	114 + 46	108 + 55	97 + 64	78 + 71	47 + 74	12 + 72	350 + 66	338 + 58
20	123 + 27	118 + 37	112 + 45	104 + 54	92 + 62	73 + 67	46 + 70	18 + 68	358 + 62	345 + 55
40	123 + 27	117 + 36	110 + 45	101 + 52	87 + 59	69 + 64	46 + 66	23 + 64	5	352 + 52
15 0	123 + 27	116 + 36	108 + 44	98 + 51	84 + 56	66 + 60	46 + 61	26 + 59	10 + 55	357 + 48
20	123 + 27	116 + 35	107 + 42	95 + 49	82 + 53	65 + 56	47 + 57	29 + 55	14 + 50	2 + 45
40	123 + 27	115 + 34	105 + 41	94 + 40	80 + 50	64 + 53	47 + 53	32 + 50	18 + 46	7 + 41
16 0	123 + 27	114 + 34	104 + 40	92 + 44	78 + 47	63 + 49	48 + 48	34 + 46	21 + 42	10 + 37
20	123 + 27	114 + 33	103 + 38	91 + 42	77 + 44	63 + 45	49 + 44	36 + 42	24 + 38	14 + 33
40	123 + 27	113 + 32	102 + 36	90 + 39	77 + 41	64 + 41	51 + 40	38 + 37	27 + 33	17 + 28

(1.7. táblázat folytatása)

δ α	$+90^\circ$		$+80^\circ$		$+70^\circ$		$+60^\circ$		$+50^\circ$		$+40^\circ$		$+30^\circ$		$+20^\circ$		$+10^\circ$		$+0^\circ$	
	l	b	l	b	l	b	l	b	l	b	l	b	l	b	l	b	l	b	l	b
17 ^h 0 ^m	123	+27	113	+32	101	+35	89	+37	77	+38	64	+37	52	+36	40	+33	30	+29	20	+24
20	123	+27	112	+31	101	+33	89	+35	77	+35	65	+44	53	+31	42	+28	32	+24	22	+20
40	123	+27	112	+30	100	+32	89	+32	77	+31	66	+30	54	+27	44	+24	34	+20	25	+15
18 0	123	+27	112	+29	100	+30	89	+30	78	+28	67	+26	56	+23	44	+20	36	+15	27	+11
20	123	+27	112	+28	100	+28	89	+27	78	+25	68	+22	58	+19	48	+15	39	+11	30	+6
40	123	+27	112	+27	101	+26	90	+25	79	+22	69	+19	59	+15	50	+11	41	+7	32	+2
19 0	123	+27	112	+26	101	+25	90	+22	80	+19	71	+15	61	+11	52	+7	43	+2	34	-2
20	123	+27	112	+26	101	+23	91	+20	82	+16	72	+12	63	+7	54	+3	45	-2	37	-7
40	123	+27	112	+25	102	+21	92	+17	83	+13	74	+8	65	+3	57	-2	48	-6	39	-11
20 0	123	+27	113	+24	102	+20	93	+15	85	+10	76	+5	67	0	59	-6	50	-11	41	-16
20	123	+27	113	+23	104	+18	95	+13	86	+8	78	+2	70	-4	62	-10	53	-15	44	-20
40	123	+27	113	+22	105	+17	96	+11	88	+5	90	-1	72	-7	64	-13	56	-19	47	-24
21 0	123	+27	114	+22	106	+16	98	+9	90	+3	83	-4	75	-11	67	-17	59	-23	49	-29
20	123	+27	115	+21	107	+14	100	+7	92	0	85	-7	78	-14	70	-21	62	-27	53	-33
40	123	+27	115	+20	108	+13	101	+6	95	-2	88	-10	81	-17	74	-24	66	-31	56	-37
22 0	123	+27	116	+20	109	+12	103	+4	97	-4	91	-12	85	-20	78	-27	69	-35	60	-41
20	123	+27	117	+19	111	+11	105	+5	100	-6	94	-14	88	-22	82	-30	74	-38	64	-45
40	123	+27	117	+19	112	+10	108	+1	103	-7	98	-16	92	-25	86	-33	79	-41	69	-49
23 0	123	+27	118	+18	114	+9	110	0	106	-9	101	-18	97	-27	91	-36	84	-44	75	-52
20	123	+27	119	+18	115	+9	112	-1	109	-10	105	-19	101	-29	96	-38	90	-47	81	-55
40	123	+27	120	+18	117	+8	114	-1	112	-11	190	-21	106	-30	102	-40	97	-49	89	-57
0 0	123	+27	121	+18	119	+8	117	-2	115	-12	113	-22	111	-31	108	-41	104	-51	98	-60

Helyettesítsük ezt be az (1.3.28) egyenletbe, kapjuk, hogy

$$0 = \sin \delta \sin \varphi + \cos \delta \cos \varphi \cos t,$$

vagy

$$\cos t = -\operatorname{tg} \delta \operatorname{tg} \varphi. \quad (1.3.38)$$

Ha az égitest ekvatoriális koordinátái a nap folyamán nem változnak lényegesen, akkor $2t$ megadja az égitest napi mozgásából adódó ívének a horizont fölé eső részét. Ezzel a formulával Budapest szélességi körén az égitestek nappali ívének hosszát kb. 10 perc pontossággal határozhatjuk meg. A viszonylag nagy hiba oka abban keresendő, hogy a légkör fénytörő hatása (a refrakció) nem hanyagolható el. Mind később látni fogjuk, a refrakció miatt az égitest már akkor a horizontban látszik, amikor valójában $34'$ -cel a horizont alatt van. Ha tehát a pontszerű és végtelen távol levő égitest látszó keltét és látszó nyugtát akarjuk kiszámítani, akkor az (1.3.28) egyenletbe $m = -34'$ -et kell helyettesítenünk. Ekkor a következő formulához jutunk:

$$\cos t = \frac{-\sin 34' - \sin \varphi \sin \delta}{\cos \varphi \cos \delta}. \quad (1.3.39)$$

A Nap, a Hold és néhány más naprendszerbeli égitest kelésének kiszámításakor nem hanyagolható el az égitest szögátmérője, ha — mint ahogy az évkönyvekben meg szokás adni — kelés és nyugvás alatt azt értjük, amikor az égitest látszólag alulról érinti a horizontot. Ugyancsak tekintetbe kell venni, hogy az égitest nincs végtelenül távol, vagyis horizontális napi parallaxisa (lásd később) nem nulla. Mindezeket figyelembe véve egy égitestről akkor mondhatjuk, hogy látszólag kel vagy nyugszik, ha magassága

$$m = -\varrho - \frac{d}{2} + p,$$

ahol ϱ a refrakció szöge a horizontban ($34'$), d az égitest szögátmérője, p pedig a horizontális napi parallaxis szöge. A Nap esetében $d=32'$, $p=8''$ (ami elhanyagolható), tehát a kelő, illetve nyugvó Nap magassága:

$$m = -34' - 16' = -50'.$$

A Hold esetében: $d=32'$, $p=57'$, tehát a kelő, illetve a nyugvó Holdra:

$$m = -34' - 16' + 57' = 7'.$$

Ily módon a kelő, illetve a nyugvó Nap óraszögét a következő formulával számíthatjuk ki:

$$\cos t = \frac{-\sin 50' - \sin \delta_{\odot} \sin \varphi}{\cos \delta_{\odot} \cos \varphi}. \quad (1.3.40)$$

Ugyanaz a formula a Hold esetében a következő alakú:

$$\cos t = \frac{\sin 7' - \sin \delta_{\uparrow} \sin \varphi}{\cos \delta_{\uparrow} \cos \varphi}. \quad (1.3.41)$$

(A δ_{\odot} és δ_{\uparrow} értékek itt a napkorong és a holdkorong középpontjára vonatkoznak.) t kiszámításakor pozitív előjelű érték vonatkozik a nyugvásra, a negatív előjelű érték pedig a kelésre. Ha a kelés és a nyugvás időpontját akarjuk kiszámítani, akkor

(1.7. táblázat folytatása)

Déli félteke

δ α	-90°		-80°		-70°		-60°		-50°		-40°		-30°		-20°		-10°		-0°			
	<i>l</i>	<i>b</i>	<i>l</i>	<i>b</i>	<i>l</i>	<i>b</i>	<i>l</i>	<i>b</i>	<i>l</i>	<i>b</i>	<i>l</i>	<i>b</i>	<i>l</i>	<i>b</i>	<i>l</i>	<i>b</i>	<i>l</i>	<i>b</i>	<i>l</i>	<i>b</i>		
$0^h 0^m$	303°	-27°	306°	-37°	309°	-47°	314°	-56°	322°	-66°	339°	-74°	359°	-79°	64°	-77°	87°	-69°	98°	-60°		
20	303°	-27	305°	-37	307°	-47	310°	-57	315°	-67	327°	-76	340°	-87	80°	-80	100°	-71	108°	-62		
40	303°	-27	303°	-37	304°	-47	305°	-57	307°	-67	311°	-77	311°	-77	107°	-82	116°	-72	118°	-63		
1 0	303°	-27	302°	-37	302°	-47	300°	-57	298°	-67	293°	-77	261°	-86	142°	-82	132°	-72	129°	-62		
20	303°	-27	301°	-37	299°	-47	296°	-57	290°	-67	278°	-76	236°	-83	168°	-80	147°	-71	139°	-62		
40	303°	-27	300°	-37	292°	-47	292°	-56	283°	-65	266°	-74	229°	-79	183°	-76	160°	-69	149°	-60		
2 0	303°	-27	299°	-37	294°	-46	288°	-55	277°	-63	258°	-71	227°	-74	192°	72	170°	-66	158°	-58		
20	303°	-27	298°	-37	292°	-45	284°	-54	272°	-62	253°	-67	226°	-70	198°	-68	178°	-62	165°	-55		
40	303°	-27	297°	-36	290°	-45	281°	-52	267°	-59	249°	-64	226°	-66	203°	-64	185°	-59	172°	-52		
3 0	303°	-27	296°	-36	288°	-43	278°	-51	264°	-56	246°	-60	226°	-61	206°	-59	190°	-55	177°	-48		
20	303°	-27	296°	-35	287°	-42	275°	-49	262°	-53	245°	-56	227°	-57	209°	-55	194°	-51	182°	-45		
40	303°	-27	295°	-34	285°	-41	274°	-46	260°	-50	244°	-53	227°	-53	212°	-50	198°	-46	187°	-41		
4 0	303°	-27	294°	-34	284°	-40	272°	-44	258°	-47	243°	-49	228°	-48	214°	-46	201°	-42	190°	-37		
20	303°	-27	294°	-33	283°	-38	271°	-42	257°	-44	243°	-45	229°	-44	216°	-41	204°	-38	194°	-33		
40	303°	-27	293°	-32	282°	-36	270°	-39	257°	-41	244°	-41	231°	-40	218°	-37	207°	-33	197°	-28		
5 0	303°	-27	293°	-32	281°	-35	269°	-37	257°	-38	244°	-37	232°	-36	220°	-33	210°	-29	200°	-24		
20	303°	-27	292°	-31	281°	-33	269°	-35	257°	-35	245°	-34	233°	-31	222°	-28	212°	-24	202°	-20		
40	303°	-27	292°	-30	280°	-32	269°	-32	257°	-31	246°	-30	234°	-27	224°	-24	214°	-20	205°	-15		
6 0	303°	-27	292°	-29	280°	-30	269°	-30	258°	-28	247°	-26	236°	-23	226°	-20	216°	-15	207°	-11		
20	303°	-27	292°	-28	280°	-28	269°	-27	258°	-25	248°	-22	238°	-19	228°	-15	219°	-11	210°	-6		
40	303°	-27	292°	-27	281°	-26	270°	-25	259°	-22	249°	-19	239°	-15	230°	-11	221°	-7	212°	-2		
7 0	303°	-27	292°	-26	281°	-25	270°	-22	260°	-19	251°	-15	241°	-11	232°	-7	223°	-2	214°	+2		
20	303°	-27	292°	-26	281°	-23	271°	-20	262°	-16	252°	-12	243°	-7	234°	-3	225°	+2	217°	+7		
40	303°	-27	292°	-25	282°	-21	272°	-17	263°	-13	254°	-8	245°	-3	237°	+2	228°	+6	219°	+11		

8 ^h 0 ^m	239° + 6°	247° 0°	256° - 5°	265° - 10°	273° - 15°	283° - 20°	293° - 24°	303° - 27°	221° + 16°
20	242 + 10	250 + 4	258 - 2	266 - 8	275 - 13	284 - 18	293 - 23	303 - 27	233 + 15
40	244 + 13	252 + 7	260 + 1	268 - 5	276 - 11	285 - 17	293 - 22	303 - 27	236 + 19
9 0	247 + 17	255 + 11	263 + 4	270 - 3	278 - 9	286 - 16	294 - 22	303 - 27	239 + 23
20	250 + 21	258 + 14	265 + 7	272 0	280 - 7	287 - 14	295 - 21	303 - 27	242 + 27
40	254 + 24	261 + 17	268 + 10	275 + 2	281 - 6	288 - 13	295 - 20	303 - 27	246 + 31
10 0	258 + 27	265 + 20	271 + 12	277 + 4	283 - 4	289 - 12	296 - 20	303 - 27	249 + 35
20	262 + 30	268 + 22	274 - 14	280 + 6	285 - 3	291 - 11	297 - 19	303 - 27	254 + 38
40	266 + 33	272 + 25	278 + 16	283 + 7	288 - 1	292 - 10	297 - 19	303 - 27	259 + 41
11 0	271 + 36	277 + 27	281 + 18	286 + 9	290 0	294 - 9	298 - 18	303 - 27	264 + 44
20	276 + 38	281 + 29	285 + 19	289 + 10	292 + 1	295 - 9	299 - 18	303 - 27	276 + 47
40	282 + 40	286 + 30	289 + 21	292 + 11	294 + 1	297 - 8	300 - 18	303 - 27	277 + 49
12 0	288 + 41	291 + 31	293 + 22	295 + 12	297 + 2	299 - 8	301 - 18	303 - 27	284 + 51
20	294 + 42	296 + 32	297 + 22	298 + 12	299 + 2	300 - 8	302 - 17	303 - 27	291 + 52
40	300 + 43	301 + 33	301 + 23	302 + 13	302 + 3	302 - 7	303 - 17	303 - 27	299 + 53
13 0	307 + 43	306 + 33	305 + 23	305 + 13	304 + 3	304 - 7	304 - 17	303 - 27	307 + 53
20	313 + 42	311 + 32	309 + 22	308 + 12	307 + 2	306 - 8	304 - 17	303 - 27	315 + 52
40	319 + 41	316 + 31	313 + 22	311 + 12	309 + 2	307 - 8	305 - 18	303 - 27	323 + 51
94 0	325 + 40	321 + 30	317 + 21	315 + 11	312 + 1	309 - 8	306 - 18	303 - 27	330 + 49
20	330 + 38	325 + 29	321 + 19	318 + 10	314 + 1	311 - 9	307 - 18	303 - 27	337 + 47
40	336 + 36	330 + 27	325 + 18	321 + 9	316 0	312 - 9	308 - 18	303 - 27	343 + 44
15 0	340 + 33	334 + 25	329 + 16	324 + 7	319 - 1	314 - 10	309 - 19	303 - 27	348 + 41
20	345 + 30	338 + 22	332 + 14	326 + 6	321 - 3	315 - 11	309 - 19	303 - 27	353 + 38
40	349 + 27	342 + 20	335 + 12	329 + 4	323 - 4	317 - 12	310 - 20	303 - 27	357 + 34
16 0	352 + 24	345 + 17	338 + 9	331 + 2	325 - 6	318 - 13	311 - 20	303 - 27	357 + 48
20	356 + 20	348 + 14	341 + 7	334 0	327 - 7	319 - 14	312 - 21	303 - 27	2 + 45
40	359 + 17	351 + 10	343 + 4	336 - 3	328 - 9	320 - 16	312 - 22	303 - 27	7 + 41
									10 + 37
									14 + 33
									17 + 28

(1.7. táblázat folytatása)

δ x	-90°		-80°		-70°		-60°		-50°		-40°		-30°		-20°		-10°		-0°	
	l	b	l	b	l	b	l	b	l	b	l	b	l	b	l	b	l	b	l	b
17 ^h 0 ^m	303	-27	313	-22	322	-17	330	-11	338	-5	346	+1	354	+7	2	+13	11	+19	20	-24
20	303	-27	313	-23	322	-19	331	-13	340	-8	348	-2	356	+4	5	+9	13	+15	20	+20
40	303	-27	313	-24	323	-20	333	-15	342	-11	350	-5	359	0	7	+5	16	+10	25	+15
18 0	303	-27	314	-25	324	-22	324	-18	343	-13	352	-8	1	-4	10	+1	18	+6	27	+11
20	303	-27	314	-26	325	-23	335	-20	345	-16	354	-12	3	-8	12	-3	21	+2	30	+6
40	303	-27	314	-27	325	-25	336	-22	346	-19	356	-16	5	-12	14	-7	23	-3	32	+2
19 0	303	-27	314	-27	325	-27	336	-25	347	-22	357	-19	7	-15	16	-11	25	-7	34	-2
20	303	-27	314	-28	326	-28	337	-27	348	-25	358	-23	9	-20	18	-16	28	-11	37	-7
40	303	-27	314	-29	326	-30	337	-30	349	-29	0	-26	10	-24	20	-20	30	-16	39	-11
20 0	303	-27	314	-30	326	-32	337	-32	349	-32	1	-30	12	-28	22	-24	32	-20	41	-16
20	303	-27	314	-31	325	-33	337	-35	349	-35	1	-34	13	-32	24	-29	34	-25	44	-20
40	303	-27	313	-32	325	-35	337	-37	349	-38	2	-38	14	-36	26	-33	37	-29	47	-24
21 0	303	-27	313	-32	324	-37	336	-40	349	-41	2	-42	16	-40	28	-38	39	-33	49	-29
20	303	-27	312	-33	323	-38	335	-42	349	-45	3	-45	17	-44	30	-42	42	-38	53	-33
40	303	-27	312	-34	322	-40	334	-44	348	-48	2	-49	18	-49	32	-46	45	-42	56	-37
22 0	303	-27	311	-35	321	-41	332	-47	346	-51	2	-53	19	-53	34	-51	48	-47	60	-41
20	303	-27	310	-35	319	-42	330	-49	344	-54	1	-57	19	-57	37	-55	52	-51	64	-45
40	303	-27	310	-36	318	-44	328	-51	342	-57	359	-61	20	-62	40	-60	57	-55	69	-49
23 0	303	-27	309	-36	316	-45	325	-52	338	-59	357	-64	20	-66	44	-64	62	-59	75	-52
20	303	-27	308	-37	314	-46	322	-54	334	-62	353	-68	20	-70	48	-68	68	-63	81	-55
40	303	-27	307	-37	311	-46	318	-55	329	-64	347	-71	19	-75	54	-73	77	-66	89	-58
0 0	303	-27	306	-37	309	-47	314	-56	332	-66	339	-74	16	-79	65	-77	87	-69	98	-60

az (1.2.1) értelmében

$$s_K = \alpha_K + t_-,$$

illetve az

$$s_{Ny} = \alpha_{Ny} + t_+$$

képletekkel számíthatjuk ki a kelés és a nyugvás csillagidejét. Ezeket a csillagidő-értékeket tetszőleges más időrendszerbe is átszámíthatjuk, így például zónaidőben is megadhatjuk.

Megjegyezzük, hogy a horizont síkja felett h méterrel elhelyezkedő megfigyelő számára a napkelte és napnyugta közelítőleg akkor következik be, amikor a Nap magassága:

$$m \approx -50' - 2,12 \sqrt{h}.$$

A megfigyelő h tengerszint feletti magasságából adódó korrekciót *horizontális depresszió*nak nevezzük.

Ha a vizsgált égitest olyan gyorsan mozog, hogy rektaszcenziója és deklinációja egy nap folyamán lényegesen változik, akkor a kelés és nyugvás időpontját iterációval határozzuk meg: Megadjuk a kelés és nyugvás közelítő időpontjában α és δ értékét, és ezzel kiszámítjuk a kelés és nyugvás közelítő időpontját, majd α -t és δ -t erre az időpontra interpoláljuk, és a számítást ismét elvégezzük. Az eljárást addig folytatjuk, amíg két egymást követő lépés a megadott pontosságon belül ugyanazt az időpontot nem adja. Ha 1^m -es pontossággal számítjuk ki a kelés és nyugvás időpontját, akkor a napkelte és -nyugta időpontjára a második iterációs lépés általában már a helyes eredményt adja.

Érdekes, hogy a Nap esetében a

$$t_{Ny} - t_K$$

óraszögkülönbség a Nap horizont felett való tartózkodásának idejét mindjárt középidejében adja meg. Ez azért van, mert a $t_{Ny} - t_K$ kifejezés az $s = \alpha + t$ (1.2.1) formula alapján a következőképpen is írható:

$$t_{Ny} - t_K = s_{Ny} - s_K - (\alpha_{Ny} - \alpha_K).$$

Mint könnyen látható, a csillagidő annyival siet a középidejéhez képest, amennyivel ugyanannyi idő alatt a Nap rektaszcenziója megváltozik. Így azt a tényt, hogy a kelés és nyugvás időpontjának különbségét csillagidőben számítottuk ki, korrigálja az, hogy közben megváltozik a Nap rektaszcenziója. Ily módon a nappal hosszát közvetlenül a $t_{Ny} - t_K$ kifejezés adja meg.

1.3.7. A felkelő és lenyugvó égitest azimutja

Ha a pontszerű égitest végtelen távol van és elhanyagoljuk a refrakciót, akkor a felkelő, illetve a lenyugvó égitest magasságára ismét $m=0$ -t vehetünk. Ezt az (1.3.27) kifejezésbe írva, a horizontban levő égitest azimutjára

$$\sin A = \cos \delta \sin t. \quad (1.3.42)$$

Ha a ρ refrakciót, a P horizontális napi parallaxist és az égitest d szögátmérőjét is tekintetbe vesszük, akkor az (1.3.42) a következőképpen módosul:

$$\sin A = \frac{\cos \delta \sin t}{\cos \left(-34' - \frac{d}{2} + p \right)}, \quad (1.3.43)$$

ami például a Nap esetében

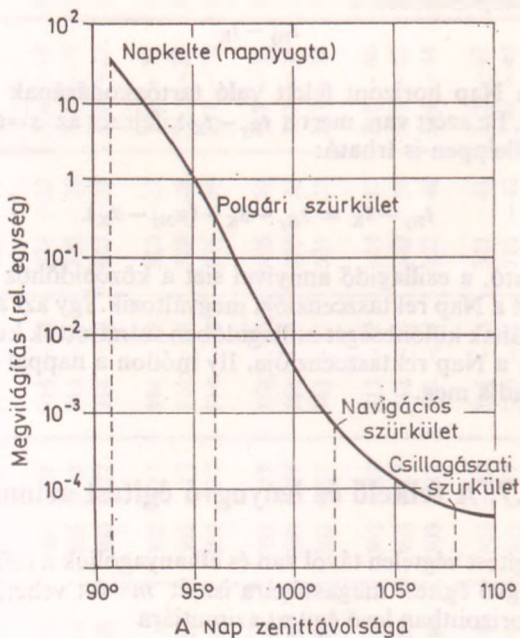
$$\sin A_{\odot} = \frac{\cos \delta_{\odot} \sin t_{\odot}}{\cos 50'}. \quad (1.3.44)$$

1.3.8. A szürkület idejének kiszámítása

Napkelte előtt, illetve napnyugta után közvetlenül nincsen teljesen sötét, mert a Föld légkörében szóródó napsugarak megvilágítják a Föld felszínét. A megvilágítás erősségét a horizont síkjában (teljesen felhőtlen égbolt esetén) az 1.29. ábra mutatja a Nap zenittávolságának függvényében. Amikor a Nap zenittávolsága eléri a $z = 108^{\circ}$ -ot, akkor a horizontbeli megvilágítás gyakorlatilag megegyezik az éjszakai égbolt megvilágításával. Ekkor kezdődik a csillagászati értelemben vett éjszaka. Azt az időtartamot, ameddig a Napkorong középpontjának zenittávolságára igaz a

$$102^{\circ} < z_{\odot} \leq 108^{\circ}$$

összefüggés, *csillagászati szürkületnek* nevezzük. Természetesen bizonyos csillagászati jellegű méréseket — például navigációt — már a csillagászati szürkület bekövetkezése előtt is el lehet este végezni. Így azt az időszakast, míg a napkorong középpont-



1.29. ábra. A napkelte (napnyugta), illetve a polgári, a navigációs és a csillagászati szürkület kezdete

jának zenittávolságára igaz a

$$96^\circ < z_\odot \leq 102^\circ,$$

navigációs szürkületnek nevezzük.

Napkelte előtt és napnyugta után azt az időszakaszt, amíg még szabad szemmel jól lehet látni (természetesen felhőtlen ég esetében), *polgári szürkületnek* nevezzük. Ilyenkor a napkorong középpontjának zenittávolságára igaz, hogy

$$90^\circ 50' < z_\odot \leq 96^\circ.$$

[Itt jegyezzük meg, hogy a szovjet irodalomban szokás néha a polgári szürkület végét (a reggel kezdetét) 96° helyett $z=97^\circ$ -nál tekinteni.] Este a polgári szürkület végén már be kell kapcsolni a mesterséges megvilágítást, és a legfényesebb csillagok már látszanak az égen.

A különféle szürkületek kezdetének és végének időpontját az (1.3.28)-ból úgy számítjuk ki, hogy a képletben m helyébe a polgári szürkület esetén $m=-6^\circ$ -ot, a navigációs szürkület esetén $m=-12^\circ$ -ot, a csillagászati szürkület esetén pedig $m=-18^\circ$ -ot írunk:

$$\cos t_\odot = \frac{\sin m - \sin \varphi \sin \delta}{\cos \varphi \cos \delta} \quad (1.3.45)$$

Az így kapott t_\odot óraszög értékéből az $s=\alpha_\odot+t_\odot$ összefüggés segítségével kiszámítjuk a (megfelelő) szürkület kezdetének csillagidejét, amelyet aztán tetszőleges időrendszerbe áttranszformálhatunk.

Fehér éjszakáról akkor beszélünk, ha a Nap alsó kulminációjakor is polgári szürkület van. A fehér éjszaka legalább egyszer egy évben a Föld felszínének azon tartományain következik be, amelyek határát olyan φ_H földrajzi szélességű körök határozzák meg, amelyekre igaz az (1.3.45) kifejezés $t=12^h$, $\delta_\odot=\pm 23,5^\circ$ és $m_\odot=-6^\circ$ esetében, vagyis

$$\cos 180^\circ = \frac{\sin(-6^\circ) - \sin \varphi_H \sin(\pm 23,5^\circ)}{\cos \varphi_H \cos(\pm 23,5^\circ)}. \quad (1.3.46)$$

E képletből kiszámítható, hogy

$$\varphi_H = \pm 60,5^\circ.$$

Így a $\varphi > 60,5^\circ$ -os és a $\varphi < -60,5^\circ$ -os zónákban évenként legalább egyszer fehér éjszaka van.

1.3.9. A földrajzi helymeghatározás elemei

A földrajzi helymeghatározással a geodézia tudománya foglalkozik részletesen, ezért itt csak a probléma elemi tárgyalására térünk ki.

Ha egy ismert deklinációjú és rektaszcenziójú csillagnak egy időpillanatban megmérjük az óraszögét és magasságát, akkor például az (1.3.28) képletből kiszámíthatjuk a megfigyelési hely *földrajzi szélességét*:

$$\sin m = \sin \delta \sin \varphi + \cos \delta \cos \varphi \cos t.$$

Az (1.3.28) segítségével tehát elvileg a földrajzi szélesség meghatározása lehetséges. Itt azonban egyidejűleg kellene horizontális és egyenlítői koordinátákat mérni, ami nehézségbe ütközik.

A földrajzi szélesség megmérése legkönnyebben a pólus horizont feletti magasságának mérésével volna lehetséges — sajnos azonban a pólus nincs megjelölve az ég-

gömbön. Ha a földrajzi szélességet 1° -nál kisebb pontossággal óhajtjuk megbecsülni, elegendő a *Sarkcsillag* horizont feletti magasságát megmérni. Ha ennél valamivel pontosabb mérést akarunk, akkor fel kell használjuk például a szovjet „Астрономический Ежегодник” című évkönyvben levő táblázatot, amely három egymást követő korrekcióból áll. Ha h -val a *Sarkcsillag* (már refrakcióra korrigált) horizont feletti magasságát jelöljük, s -sel pedig a csillagidőt, akkor az első táblázat az

$$R_I = -p_0 \cos(s - \alpha_0),$$

a második az

$$R_{II} = \frac{1}{2} p_0^2 \sin(s - \alpha_0) \operatorname{tg} h \sin 1'',$$

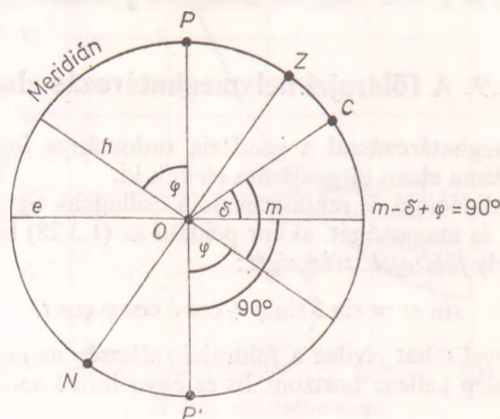
a harmadik az

$$R_{III} = -15p_0 \sin(s - \alpha_0) \Delta\alpha \sin 1'' + \Delta\delta \cos(s - \alpha_0)$$

korrekciót adja meg, ahol p_0 a közelítő pólustávolság: $p_0 = 90^\circ - \delta_0 = 3000''$, $\alpha_0 = = 2^h 10^m$, és $\Delta\alpha$, illetve $\Delta\delta$ az α_0 és δ_0 korrekciói az adott napra. Az említett évkönyvben levő táblázatok segítségével (vagy az előző formulák alapján történő számolással) a φ földrajzi szélesség értékét néhány másodperc pontossággal meg lehet határozni.

Itt jegyezzük meg, hogy az „Астрономический Ежегодник”-ban található egy olyan táblázat is, amelyből a 36° és 70° közötti földrajzi szélességekre és különböző csillagidőpontokra meg van adva a *Sarkcsillag* azimutja is $1'$ pontossággal. E táblázat segítségével adott időpontra a közelítő földrajzi koordináták ismeretében megadható az a korrekció, amellyel a *Sarkcsillag* azimutját meg kell változtatnunk, hogy műszereink egyik tengelye pontosan a meridiánra legyen merőleges. E táblázat segítségével műszerünket $1'$ pontossággal úgy állíthatjuk be, hogy a függőleges fonálkereszt mindig a meridiánban legyen benne. Ha a műszert $1'$ -nél nagyobb pontossággal óhajtjuk a meridiánba beállítani, akkor más, itt nem részletezett eljárást kell alkalmazunk.

A meridiánba beállított műszer segítségével az észlelési hely földrajzi szélességét többféleképpen is meghatározhatjuk. A továbbiakban feltételezzük, hogy $\varphi > 0$. Ha a csillag cirkumpoláris, de felső kulminációja még a zenit és a pólus között van (1.30. ábra), akkor felső, illetve alsó kulminációjának m_1 és m_2 magasságára igaz a



1.30. ábra. A földrajzi szélesség meghatározása a delelő csillag magasságának mérésével

következő összefüggés:

vagyis

$$m_1 - \varphi = \varphi - m_2,$$
$$\varphi = \frac{m_1 + m_2}{2}. \quad (1.3.47)$$

Ugyanez a formula (mint könnyen látható) abban az esetben, ha a csillag cirkumpoláris, de felső kulminációja már a zenittől északra van, a következőképpen módosul:

$$\varphi = 90^\circ + \frac{m_2 - m_1}{2}. \quad (1.3.48)$$

Az előbbi eljárással a földrajzi szélességet akkor is meghatározhatjuk, ha nem ismerjük a csillag ekvatoriális koordinátáit.

Ha ismerjük a csillag δ deklinációját, akkor a földrajzi szélességet a csillag felső kulminációjának horizont feletti m magasságából is kiszámíthatjuk. Ha a csillag felső kulminációja a zenitponttól délre helyezkedik el, akkor (1.30. ábra)

vagyis

$$90^\circ - \varphi = m - \delta,$$
$$\varphi = 90^\circ - m + \delta. \quad (1.3.49)$$

Abban az esetben, ha a felső kulmináció a zenittől északra helyezkedik el, azaz a zenit és a pólus közé esik, mint könnyen látható, a következőt kapjuk:

$$\varphi = m + \delta - 90^\circ. \quad (1.3.50)$$

Lényegesen nagyobb pontosságot érhetünk el, ha két csillagot figyelünk meg, amelyek a zenithez közel, hozzávetőlegesen egy időben delelnek, mégpedig úgy, hogy az egyik csillag a zenittől délre, a másik a zenittől északra delel. Ez a *Horrebow—Talcott-féle eljárás*. Az északra delelő csillag deklinációja legyen δ_1 , delelési zenittávolsága pedig z_1 . A délen delelő csillag megfelelő adatai pedig legyenek δ_2 és z_2 . Felhasználva az (1.3.49) és (1.3.50) formulát, és tekintetbe véve, hogy $z = 90^\circ - m$, kapjuk:

$$\varphi = z_2 + \delta_2 \quad \text{és} \quad \varphi = \delta_1 - z_1,$$

amelyekből

$$\varphi = \frac{\delta_1 + \delta_2}{2} + \frac{z_2 - z_1}{2}. \quad (1.3.51)$$

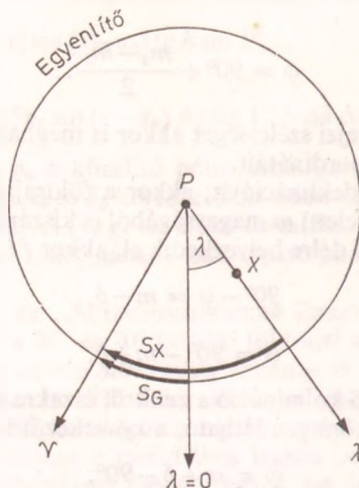
Az (1.3.51)-ben az első tag ismert, a második tagban pedig a $z_2 - z_1$ különbséget kell megmérnünk. Ezt a következőképpen mérhetjük meg. Megfigyeljük az első csillag delelését, miközben a távcsövet úgy mozgatjuk, hogy az a vízszintes fonálon haladjon végig. Ezután a távcsövet 180° -kal elforgatjuk, és most úgy állítjuk be, hogy a második csillag is a vízszintes fonálon haladjon végig. Ha a csillagok zenittávolsága közötti különbség csekély, akkor a $z_2 - z_1$ zenittávolság különbséget a libellán a buborékok eltolódásával is észlelhetjük. Libella helyett természetesen fonálkereszt mikrométert is használhatunk. A *Horebow—Talcott-féle eljárás* (a 180° -os elforgatás által) lehetővé teszi a műszer beállítási hibái javarészének a kiküszöbölését.

A *Horebow—Talcott-féle eljárás* számára speciálisan kialakított műszer a *zenittávcső*, amely egy függőleges tengely mentén forgatható, gyakorlatilag függőlegesen álló teleszkópból áll.

A földrajzi hosszúság meghatározása lényegében időmérésre vezethető vissza. Az 1.31. ábrán a Földet az északi pólus irányából nézve ábrázoljuk. Az északi pólus legyen P , a mérendő hely X ; továbbá a tavaszpont legyen Υ irányban. Jelöljük a O hosszúsági körhöz tartozó világidőt S_G -vel, az X pont csillagidejét pedig S_X -szel. Az 1.31. ábra alapján világos, hogy

$$\lambda = S_X - S_G. \quad (1.3.52)$$

A λ hosszúság mérése (1.3.52) alapján a következőképpen történik:



1.31. ábra. A földrajzi hosszúság meghatározása

a) X -ben megmérjük az S_X csillagidőt (például ismert rektaszenciójú csillag delelésével) egy meghatározott világidőpontban.

b) Évkönyv segítségével kiszámítjuk, hogy az adott világidőkor mennyi volt az S_X csillagidő $\lambda = 0^\circ$ -nál. Ezután (1.3.52)-ből λ -t kiszámítjuk.

Ha $0 \leq \lambda < 180^\circ$, akkor keleti hosszúságról beszélünk; ha pedig $-180^\circ < \lambda < 0^\circ$, akkor nyugati hosszúságot mondunk.

Az előzőekben a földrajzi helymeghatározásnak csak az elvét és legegyszerűbb módszert ismertettük. Megjegyezzük, hogy ma már pl. a mesterséges holdak segítségével sokkal pontosabb helymeghatározás is lehetséges. A „kozmosz geodézia” módszereivel itt nem foglalkozhatunk.

1.4. A csillagászati észlelések redukciója

Az égitestek pontos csillagászati koordinátáinak megadását néhány jelenség megnehezíti, és észleléseinket meghamisítja. Ezeket a zavaró jelenségeket a koordináták megadásakor tekintetbe kell venni, és az észleléseket redukálni kell. Ilyen jelenségek:

- a földi légkör fénytörő hatásából adódó *refrakció*;
- a fény véges sebessége és a Föld pálya menti mozgása miatt fellépő *aberráció*;
- a Föld Nap körüli mozgása és a Föld véges méretei miatti *parallaxis*;

- d) a csillagászati koordináta-rendszerek tengelyeinek időbeli változásából adódó *precesszió és nutáció*;
- c) a Naprendszer és az égitestek egymáshoz viszonyított mozgásából adódó *sajátmozgás*.

A következőkben az imént felsorolt módosító tényezőket és azok korrekciójának módszereit fogjuk tárgyalni.

1.4.1. A csillagászati refrakció

A fénysugarak csak homogén sűrűségű közegben terjednek egyenes vonal mentén. Ha a fénysugár olyan felületen halad át, ahol a közeg sűrűsége ugrásszerűen változik, iránya törést szenved. Ez a refrakció jelensége. Ha a fénysugár törését a földi légkör viszonyai között vizsgáljuk, akkor *légköri (atmoszférikus) refrakcióról* beszélünk. A következőkben kizárólag a légköri refrakcióval kívánunk foglalkozni, ezért a „légköri” jelzőt elhagyjuk. A refrakciónak két fajtáját különböztetjük meg: *földfelszíni és csillagászati refrakciót*. A *földfelszíni refrakció* a távoli földi tárgyak közötti haladó fény törési jelenségeivel, míg a *csillagászati refrakció* az égitestek fénye haladásának elméletével foglalkozik a földi atmoszférában. Földfelszíni mérések esetén az égitestek pozíciójának meghatározásakor minden esetben (kivéve, ha a csillag a zenitben tartózkodik) tekintetbe kell venni a refrakció értékét. Jelöljük az égitest valódi — tehát a refrakció nélküli — zenittávolságát z -vel, az észlelt zenittávolságot pedig ζ -val. Ekkor a csillagászati refrakció ϱ értéke definíció szerint:

$$\varrho = z - \zeta. \quad (1.4.1)$$

A földi légkör n sűrűsége a föld felszínétől mért h magasság függvényében csökken. Az $n(h)$ függvény pontos számszerű alakja azonban sok olyan tényezőtől is függ amelyek tekintetbevétele igen nehéz. Ezért a refrakció pontos értékének kiszámítása nem lehetséges, és van egy olyan határ, amelynél a refrakció számszerű értékét nem lehet pontosabban megadni. Mindenesetre a refrakció megadásának pontossága függ a megfigyelő hely földrajzi elhelyezkedésétől is. A magashegyi obszervatóriumban a refrakció számszerű értékét nagyobb pontossággal lehet figyelembe venni, mint például egy városban levő megfigyelőhely esetén, ahol például a mesterséges hőforrások keltette légáramok a pontosságot erősen leronthatják.

Változzék a légkör törésmutatója egy sík mentén ugrásszerűen μ_1 -ről μ_2 -re. Ismeretes a *Snellius—Descartes-féle* törvény, miszerint a fénysugárnak a beesési merőlegessel bezárt i_1 és i_2 szögeire érvényes a következő összefüggés:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{\mu_2}{\mu_1}.$$

A μ törésmutató értékét pedig a következőképpen lehet megadni:

$$\mu = 1 + cn, \quad (1.4.2)$$

ahol c egy állandó, értéke a kísérletek szerint $c = 2,264 \cdot 10^{-4} \frac{\text{m}^3}{\text{kg}}$, és n a levegő sűrűsége. Mint ismert, n a következőképpen adható meg:

$$n = A \frac{p}{1013,246 \text{ millibar}} \cdot \frac{273^\circ\text{C}}{273^\circ\text{C} + t}, \quad (1.4.3)$$

ahol p a légköri nyomás millibarban, t a hőmérséklet Celsius-fokban, és A a normál

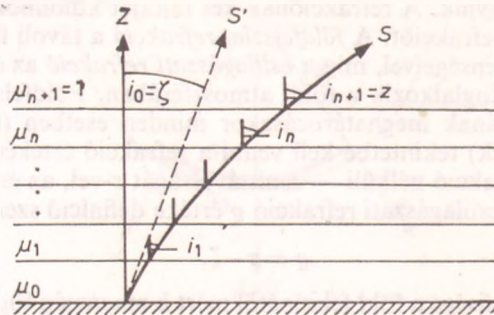
állapotú levegő sűrűsége:

$$A = 1,2928 \frac{\text{kg}}{\text{m}^3}.$$

[Megjegyezzük, hogy a refrakciós táblázatokban a p nyomás általában nem SI-egységekben, hanem higanymilliméterekben van megadva. Ha ilyen táblázatot használunk, akkor az (1.4.3) képletben a $p=1013,246$ millibar helyett 760 mm hg-t kell írni.]

Ha a refrakció számszerű értékét nem kívánjuk 1"-nél pontosabban megadni, és megelégszünk a $z \leq 70^\circ$ -os zenittávolságok kiszámításával, akkor elegendő a *refrakció közelítő formuláját* használnunk.

Tegyük fel, hogy a levegő homogén rétegekből áll. Osszuk fel a légkört a horizont síkjával párhuzamos síkokkal elegendően nagyszámú rétegre (1.32. ábra). A föld felszínével határos réteg legyen a 0-dik, míg a légkör határán túli (üres) réteg pedig legyen az $n+1$ -edik. A levegő törésmutatója a rétegekben legyen rendre: $\mu_0, \mu_1, \dots, \dots, \mu_n$ és μ_{n+1} .



1.32. ábra. A refrakció szögének meghatározása közelítő módszerrel

Az S csillag látszó zenittávolsága legyen:

$$\zeta = i_0.$$

Az S csillag fénye minden egyes réteg határán megtörik, tehát a fény útja (elvileg legalábbis) egy egyenes szakaszokból álló poligon. A fénysugárnak a függőleges egyenessel bezárt szögei legyenek rendre: $i_0, i_1, \dots, i_n, i_{n+1}$. Az S csillag valódi zenittávolsága:

$$z = i_{n+1}.$$

Az egymással szomszédos rétegekre rendre felírhatjuk a *Snellius—Descartes* féle törvényt:

$$\frac{\sin i_{n+1}}{\sin i_n} = \frac{\mu_n}{\mu_{n+1}},$$

$$\frac{\sin i_n}{\sin i_{n-1}} = \frac{\mu_{n-1}}{\mu_n},$$

\vdots

$$\frac{\sin i_2}{\sin i_1} = \frac{\mu_1}{\mu_2},$$

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_0} = \frac{\mu_0}{\mu_1}.$$

Szorozzuk most össze az előbbi $n+1$ darab egyenletet. Eredményül kapjuk, hogy

$$\frac{\sin i_{n+1}}{\sin i_0} = \frac{\mu_0}{\mu_{n+1}}.$$

Itt $\mu_{n+1}=1$ az üres tér törésmutatója, $i_{n+1}=z$ a csillag valódi zenittávolsága, $i_0=\zeta$ pedig a csillag látszó zenittávolsága. Ily módon

$$\frac{\sin z}{\sin \zeta} = \mu_0. \quad (1.4.4)$$

Felhasználva (1.4.1)-et, kapjuk, hogy

$$\frac{\sin z}{\sin \zeta} = \frac{\sin(\varrho + \zeta)}{\sin \zeta} = \frac{\sin \varrho \cos \zeta + \cos \varrho \sin \zeta}{\sin \zeta} = \mu_0$$

Tekintettel arra, hogy $\varrho < 3'$, használható a $\cos \varrho = 1$ közelítés. Ezt felhasználva:

$$\sin \varrho \operatorname{ctg} \zeta + 1 = \mu_0,$$

vagy

$$\sin \varrho = (\mu_0 - 1) \operatorname{tg} \zeta. \quad (1.4.5)$$

Felhasználva (1.4.2)-t és (1.4.3)-at:

$$\sin \varrho = cA \frac{p}{1013,246 \text{ millibar}} \cdot \frac{273^\circ\text{C}}{273^\circ\text{C} + t} \operatorname{tg} \zeta. \quad (1.4.6)$$

Mivel ϱ kicsiny érték, használható a $\varrho = \sin \varrho$ közelítés. Ha ϱ -t (a szokásnak megfelelően) ívmásodpercekben mérjük, akkor mivel egy radiánban 206 265 ívmásodperc van:

$$\varrho'' = 206\,265 \, cA \frac{p}{1013,246 \text{ millibar}} \cdot \frac{273^\circ\text{C}}{273^\circ\text{C} + t} \operatorname{tg} \zeta. \quad (1.4.7)$$

Beírva c és A számértékét, a következő formulához jutunk:

$$\varrho'' = 60,3 \frac{p}{1013,246 \text{ millibar}} \cdot \frac{273^\circ\text{C}}{273^\circ\text{C} + t} \operatorname{tg} \zeta, \quad (1.4.8)$$

vagy

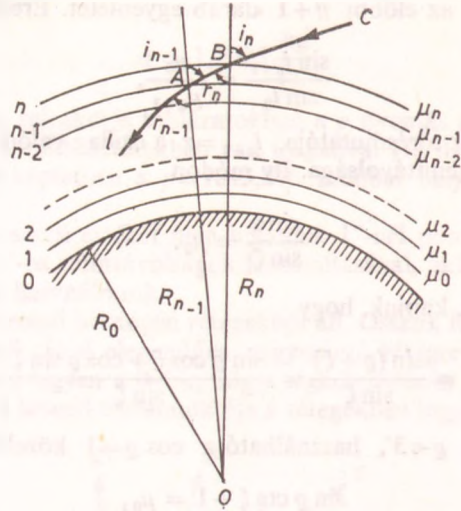
$$\varrho'' = 16,3 \frac{^\circ\text{C}}{\text{millibar}} \frac{p}{273^\circ\text{C} + t} \operatorname{tg} \zeta, \quad (1.4.9)$$

ahol t a hőmérséklet Celsius-fokokban és p a légköri nyomás millibarokban.

Ez a közelítő formula — mint említettük — csak $z < 70^\circ$ -os zenittávolságok esetében használható. Az (1.4.8) formulából megállapítható, hogy a refrakció értéke kisebb, mint 1 ívperc, ha $z < 45^\circ$, $z = 45^\circ$ esetén közelítőleg 1' és $70^\circ > z > 45^\circ$ esetén pedig $3' > \varrho > 1'$.

Mivel az (1.4.8) formula csak közelítő pontosságú és nem használható a horizont közelében, foglalkoznunk kell a *refrakció általános elméletével* is.

Tegyük fel, hogy a Föld gömb alakú, és ezt gömbhélyszerűen vesszük körül homogén sűrűségű légrétegek (1.33. ábra). Legyen a Föld sugara R_0 , az első réteghatár sugara R_1 , a legkülső n -ediké pedig R_n . A különböző rétegekben a levegő törésmutatója legyen $\mu_0, \mu_1, \dots, \mu_n$. A C csillag fényének útja a megfigyelő szemébe legyen az l po-



1.33. ábra. A refrakció szögének meghatározása a Föld gömb alakjának figyelembevételével

ligon. Az l messe a légkör felső határát (az n -edik gömbfelületet) a B pontban. Itt az l -nek a sugáriránnyal bezárt szöge legyen $i_n = z$ (a csillag valódi zenittávolsága), a törés utáni iránynak a sugáriránnyal bezárt szöge pedig: r_n . Az l poligon az $(n-1)$ -edik határfelületet az A pontban éri el, ahol ismét megtörik; a beesési szög: i_{n-1} , a tört szög pedig: r_{n-1} . A refrakció egyszerű elméletével ellentétben most $r_n \neq i_{n-1}$. Vezessük be a következő jelöléseket:

$$\Delta Q_n = i_n - r_n, \quad (1.4.10)$$

és

$$\Delta \mu_n = \mu_n - \mu_{n-1}.$$

A Snellius—Descartes-féle törvény most a következő:

$$\frac{\sin i_n}{\sin r_n} = \frac{\mu_{n-1}}{\mu_n},$$

vagy más alakban:

$$\mu_n \sin i_n = \mu_{n-1} \sin r_n. \quad (1.4.11)$$

Felhasználva (1.4.10)-et:

$$\mu_n \sin i_n = (\mu_n - \Delta \mu_n) \sin (i_n - \Delta Q_n).$$

Tekintettel arra, hogy ΔQ_n nagyon kicsiny szög, használhatjuk a $\sin \Delta Q_n = \Delta Q_n$ és $\cos \Delta Q_n = 1$ közelítéseket:

$$\begin{aligned} \mu_n \sin i_n &= (\mu_n - \Delta \mu_n) (\sin i_n - \Delta Q_n \cos i_n) = \\ &= \mu_n \sin i_n - \Delta \mu_n \sin i_n + \Delta \mu_n \Delta Q_n \cos i_n - \Delta Q_n \mu_n \cos i_n. \end{aligned}$$

Az egyenletet rendezve kapjuk, hogy

$$\Delta Q_n = -\frac{\Delta \mu_n}{\mu_n} \operatorname{tg} i_n + \frac{\Delta Q_n \Delta \mu_n}{\mu_n}. \quad (1.4.12)$$

Az (1.4.12) egyenlet jobb oldalán a második tagot elhanyagolhatjuk az első mellett, mert másodrendűen kicsiny mennyiség.

A teljes refrakció értékét úgy kapjuk meg, ha az (1.4.12)-ben szereplő $\Delta\varrho_n$ -eket összeadjuk:

$$\varrho = - \sum_{k=0}^n \frac{\Delta\mu_k}{\mu_k} \operatorname{tg} i_k.$$

Tartsunk most a rétegek számával a végtelenhez. Ekkor

$$\varrho = z - \zeta = - \int_{\mu_0}^{\mu_n} \operatorname{tg} i \frac{d\mu}{\mu}.$$

Tekintettel arra, hogy $\mu_n = 1$ az üres tér törésmutatója, ϱ a következőképpen írható:

$$\varrho = \int_1^{\mu_0} \operatorname{tg} i \frac{d\mu}{\mu} \quad (1.4.13)$$

Írjuk most fel az 1.33. ábrán szereplő OAB háromszögre a szinusztételt:

$$\frac{R_n}{R_{n-1}} = \frac{\sin(\pi - i_{n-1})}{\sin r_n} = \frac{\sin i_{n-1}}{\sin r_n}.$$

Felhasználva (1.4.11)-et:

$$\frac{\mu_n}{\mu_{n-1}} \sin i_n = \frac{R_{n-1}}{R_n} \sin i_{n-1},$$

vagy másképpen:

$$\mu_n R_n \sin i_n = \mu_{n-1} R_{n-1} \sin i_{n-1}. \quad (1.4.14)$$

Teljesen hasonló eljárással kaphatók az (1.4.14) egyenlettel analóg következő egyenletek:

$$\begin{aligned} \mu_{n-1} R_{n-1} \sin i_{n-1} &= \mu_{n-2} R_{n-2} \sin i_{n-2}, \\ &\vdots \\ \mu_1 R_1 \sin i_1 &= \mu_0 R_0 \sin i_0. \end{aligned} \quad (1.4.15)$$

A (1.4.15) egyenletekből nyilvánvaló, hogy

$$\mu_n R_n \sin i_n = \mu_{n-1} R_{n-1} \sin i_{n-1} = \dots = \mu_0 R_0 \sin i_0,$$

azaz

$$\mu R \sin i = \mu_0 R_0 \sin i_0 = \text{konstans}.$$

Ily módon

$$\sin i = \frac{\mu_0 R_0}{\mu R} \sin \zeta, \quad (1.4.16)$$

hiszen $i_0 = \zeta$.

Felhasználva, hogy

$$\operatorname{tg} i = \frac{\sin i}{\sqrt{1 - \sin^2 i}},$$

(1.4.13) a következőképpen írható:

$$q = \int_1^{\mu_0} \frac{\frac{\mu_0 R_0}{\mu R} \sin \zeta}{\sqrt{1 - \left(\frac{\mu_0 R}{\mu R_0} \sin \zeta\right)^2}} \frac{d\mu}{\mu} = \int_1^{\mu_0} \frac{\sin \zeta}{\sqrt{\left(\frac{\mu R}{\mu_0 R_0}\right)^2 - \sin^2 \zeta}} \frac{d\mu}{\mu}. \quad (1.4.17)$$

Ahhoz, hogy a q refrakciót kiszámítsuk, ismernünk kell a μ törésmutató értékét R (vagy a tengerszint feletti magasság) függvényében. Mivel ez egzakt módon nem adható meg, közelítő eljárást kell alkalmaznunk. Vezessük be az

$$\frac{R}{R_0} = 1 + s \quad (1.4.18)$$

jelölést. Ha a Föld felszíne fölött h magasságban vagyunk, akkor $s = \frac{h}{R_0}$. (1.4.18)-at (1.4.17)-be írva és s^2 -et valamint, az ennél magasabb rendű hatványokat elhanyagolva kapjuk, hogy

$$q = \int_1^{\mu_0} \frac{\sin \zeta}{\sqrt{\left(\frac{\mu}{\mu_0}\right)^2 - \sin^2 \zeta}} \frac{d\mu}{\mu} - \frac{1}{\mu_0^2} \int_1^{\mu_0} \frac{s\mu \sin \zeta d\mu}{\left[\left(\frac{\mu}{\mu_0}\right)^2 - \sin^2 \zeta\right]^{3/2}} \approx q_1 + q_2.$$

Mivel $\mu \approx \mu_0 \approx 1$,

$$q_1 = (\mu_0 - 1) \operatorname{tg} \zeta, \quad (1.4.19)$$

ami megegyezik a refrakció egyszerű elméletének tárgyalása során kapott (1.4.5) kifejezéssel. Számítsuk most ki q_2 kifejezését is. (1.4.2)-t felhasználva nyerjük, hogy $d\mu = c dn$, vagyis

$$q_2 = -\frac{1}{\mu_0^2} c \int_0^{n_0} \frac{s\mu \sin \zeta dn}{\left[\left(\frac{\mu}{\mu_0}\right)^2 - \sin^2 \zeta\right]^{3/2}},$$

ahol n_0 a levegő sűrűsége a megfigyelő helyén. Mivel μ és μ_0 értéke 1-hez nagyon közel van, ismét használhatjuk a következő közelítést:

$$\mu_0 \approx \mu \approx 1.$$

Így

$$q_2 = -c \int_0^{n_0} \frac{s \sin \zeta dn}{[1 - \sin^2 \zeta]^{3/2}} = -c \operatorname{tg} \zeta (1 + \operatorname{tg}^2 \zeta) \int_0^{n_0} s dn.$$

Parciális integrálás után:

$$q_2 = -c \operatorname{tg} \zeta (1 + \operatorname{tg}^2 \zeta) \left\{ [sn]_0^{n_0} - \int_{s'}^0 n ds \right\},$$

Itt a kiintegrált rész 0, s' pedig az a magasság, ahol a levegő sűrűsége már 0-nak vehető. Így

$$q_2 = -c \operatorname{tg} \zeta (1 + \operatorname{tg}^2 \zeta) \int_0^{s'} n ds. \quad (1.4.20)$$

Az (1.4.20) kifejezésben levő integrál a megfigyelő hely feletti, egységnyi keresztmetszetű oszlopban levő levegő tömegét jelenti. Definíáljuk a H_0 mennyiséget a következőképpen:

$$\int_0^s n \, ds = n_0 H_0.$$

A H_0 „ekvivalens atmoszféra magassága” egy olyan egységnyi keresztmetszetű hasáb magassága, amelyben ugyanolyan tömegű n_0 sűrűségű levegő van, mint a megfigyelő feletti egységnyi keresztmetszetű oszlopban. H_0 -t (ugyanúgy, mint s -et) a Föld sugarának egységeiben mérjük. q_2 értékét tehát a következőképpen is írhatjuk:

$$q_2 = -c \, \text{tg} \, \zeta (1 + \text{tg}^2 \, \zeta) n_0 H_0 = -(\mu_0 - 1) H_0 (\text{tg} \, \zeta + \text{tg}^3 \, \zeta).$$

(1.4.19)-et felhasználva kapjuk, hogy

$$q = q_1 + q_2 = (\mu_0 - 1) (1 - H_0) \text{tg} \, \zeta - (\mu_0 - 1) H_0 \text{tg}^3 \, \zeta. \quad (1.4.21)$$

A tengerszinten tartózkodó megfigyelő számára

$$H_0 = \frac{7,990 \cdot 10^3 \, \text{m}}{6,371 \cdot 10^6 \, \text{m}} = 1,254 \cdot 10^{-3}.$$

(1.4.2) és (1.4.3) szerint

$$\mu_0 - 1 = 0,000292 \frac{p}{1013,246 \, \text{millibar}} \cdot \frac{273^\circ\text{C}}{273^\circ\text{C} + t},$$

vagyis

$$\mu_0 - 1 = 60,22 \frac{p}{1013,246 \, \text{millibar}} \cdot \frac{273^\circ\text{C}}{273^\circ\text{C} + t},$$

ezért (1.4.21)-ből

$$q = 60,22 \frac{p}{1013,246 \, \text{millibar}} \cdot \frac{273^\circ\text{C}}{273^\circ\text{C} + t} \text{tg} \, \zeta - \quad (1.4.22)$$

$$-0,07 \frac{p}{1013,246 \, \text{millibar}} \cdot \frac{273^\circ\text{C}}{273^\circ\text{C} + t} \text{tg}^3 \, \zeta,$$

vagy

$$q = 16,22 \frac{^\circ\text{C}}{\text{millibar}} \frac{p}{273^\circ\text{C} + t} \text{tg} \, \zeta - \quad (1.4.23)$$

$$-0,02 \frac{^\circ\text{C}}{\text{millibar}} \frac{p}{273^\circ\text{C} + t} \text{tg}^3 \, \zeta,$$

ahol p a nyomás millibarban és t a hőmérséklet Celsius-fokban. 1 atmoszféra (1013,246 millibar) nyomású és $t = 0^\circ\text{C}$ hőmérsékletű levegőre:

$$q = 60,22 \text{tg} \, \zeta - 0,07 \text{tg}^3 \, \zeta. \quad (1.4.24)$$

Az (1.4.22) és az (1.4.23) formula $z < 80^\circ$ -os zenittávolságok esetén ad 1"-nél pontosabb eredményt.

A gyakorlatban a refrakció értékét táblázatok segítségével szoktuk kiszámolni. A táblázatban levő számértékeket általában nem az (1.4.22) vagy hozzá hasonló más formulából számítják ki, hanem empirikusan határozzák meg.

A szovjet „Астрономический Ежегодник СССР” című évkönyvben levő táblázat alapján a refrakció értékét $1''$ -nél nem nagyobb pontosság esetén a következőképpen számítjuk ki: A táblázatból kikeressük a megfelelő zenittávolsághoz tartozó közepes refrakció értékét, ϱ_0 -át. Ezután kikeressük az aktuális hőmérséklethez tartozó ϱ_T és a légnyomáshoz tartozó ϱ_p korrekciót. A ϱ refrakció értéke pedig

$$\varrho = \varrho_0 + \varrho_T + \varrho_p \quad (1.4.25)$$

lesz.

Ha a refrakció értékét $0,1$ pontossággal akarjuk megkapni, akkor a

$$\lg \varrho = \mu + \lg \operatorname{tg} z + \lambda \gamma + B + T \quad (1.4.26)$$

formulával számolhatunk, ahol μ , λ , γ és B értéke a z zenittávolság, a közepes refrakció értéke, a hőmérséklet és a légnyomás ismeretében táblázatból kapható. T a használt barométer higanyszála τ hőmérsékletének ismeretében kapható meg.

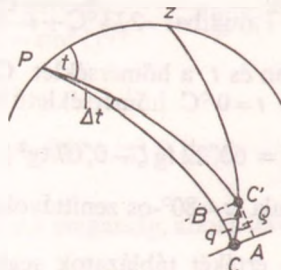
A 80° -nál nagyobb zenittávolságok esetében a refrakció értékét empirikusan kialakított táblázatból érdemes kiolvasni. Az alábbiakban közlünk egy ilyen tájékoztató jellegű táblázatot (0°C hőmérsékletű és 1013 millibar nyomású levegőre):

z	80°	81°	82°	83°	84°	85°
ϱ	$5'31''$	$6'5''$	$6'47''$	$7'40''$	$8'47''$	$10'14''$
z	86°	87°	88°	89°	90°	
ϱ	$12'11''$	$14'54''$	$18'58''$	$25'31''$	$36'42''$	

Így a horizontban a refrakció értéke $37'$ -nek vehető. Ha $t=15^\circ\text{C}$, akkor ϱ értéke a horizontban $35'$. Ezt az átlagos értéket használjuk az égitestek kelésének és nyugvásának kiszámításakor. Meg kell azonban jegyeznünk, hogy a refrakció értékét nem lehet pontosan megadni, mert ennek értéke — különösen a horizontban — erősen függ a levegő pillanatnyi állapotától.

Ha valamilyen égitestnek megmérjük a δ és α második ekvatoriális koordinátáit, akkor ezeket az értékeket a refrakcióra korrigálni kell. A refrakciós korrekció elméletét itt csak első közelítésben fogjuk tárgyalni, amely $z < 70^\circ$ esetén ad kielégítő pontosságú eredményt.

Legyen C egy csillag valódi szférikus helye az éggömbön (1.34. ábra), és C' a csillag refrakció által megemelt helye. A $dz = CC'$ ív a refrakció szöge, amely igen kicsiny érték. Az éggömb északi pólusa legyen P , és Z jelölje a zenitpontot. Legyen a csillag óraszöge t , a megfigyelő földrajzi szélessége φ . Húzzuk meg a PZC és a PZC' gömbháromszögeket. Húzzunk C -n és C' -n keresztül egy-egy olyan főkört, amely merőleges PC -re. Az utóbbi PC -t a B pontban, az előbbi PC' meghosszabbítását az A pontban metszi. Legyen a $CC'B$ gömbháromszög C -nél levő szöge q . Nyilván



1.34. ábra. A refrakciós korrekció kiszámítása

ekkor

$$CB = d\delta = dz \cos q, \quad (1.4.27)$$

és

$$CA = dt \cos \delta = d\alpha \cos \delta = dz \sin q.$$

A PZC csillagászati gömbháromszögre most írjuk fel a szinusz- és koszinusz-tételeket:

$$\sin z \sin q = \cos \varphi \sin t, \quad (1.4.28)$$

$$\cos z = \sin \delta \sin \varphi + \cos \delta \cos \varphi \cos t, \quad (1.4.29)$$

$$\sin z \cos q = \cos \delta \sin \varphi - \sin \delta \cos \varphi \cos t. \quad (1.4.30)$$

(1.4.8) szerint a refrakció értéke

$$q = dz = \varrho_0 \operatorname{tg} z,$$

ahol ϱ_0 a

$$\varrho_0 = 60,3 \frac{p}{1013,246 \text{ millibar}} \cdot \frac{273^\circ\text{C}}{273^\circ\text{C} + t}$$

szerint a levegő nyomása és hőmérséklete ismeretében kiszámítható.

(1.4.27) és (1.4.30) alapján

$$\begin{aligned} d\delta &= dz \cos q = \varrho_0 \operatorname{tg} z \cos q = \varrho_0 \frac{\sin z}{\cos z} \cdot \frac{\cos \delta \sin \varphi - \sin \delta \cos \varphi \cos t}{\sin z} = \\ &= \varrho_0 \frac{\cos \delta \sin \varphi - \sin \delta \cos \varphi \cos t}{\cos z}. \end{aligned}$$

Felhasználva (1.4.29)-et kapjuk, hogy

$$d\delta = \varrho_0 \frac{\cos \delta \sin \varphi - \sin \delta \cos \varphi \cos t}{\sin \delta \sin \varphi + \cos \delta \cos \varphi \cos t}. \quad (1.4.31)$$

(1.4.27)-et és (1.4.28)-at felhasználva

$$\cos \delta d\alpha = dz \sin q = \varrho_0 \operatorname{tg} z \sin q = \varrho_0 \operatorname{tg} z \frac{\cos \varphi \sin t}{\sin z} = \varrho_0 \frac{\cos \varphi \sin t}{\cos z}.$$

(1.4.29)-et ismét felhasználva

$$\cos \delta d\alpha = \varrho_0 \frac{\cos \varphi \sin t}{\sin \delta \sin \varphi + \cos \delta \cos \varphi \cos t}. \quad (1.4.32)$$

Az (1.4.31) és az (1.4.32) formula lehetővé teszi, hogy adott φ földrajzi szélességű helyen a csillagidő ismeretében közvetlenül kiszámítsuk a második ekvatoriális koordináták refrakcióra korrigált értékeit.

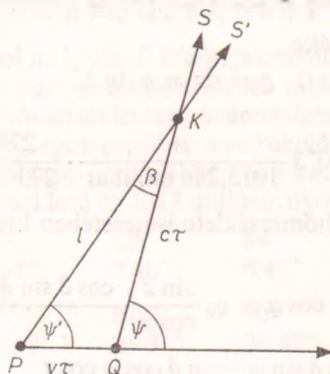
Itt jegyezzük meg, hogy a refrakció értéke természetesen függ a légkörbe hatoló fény sugar *hullámhosszától*. Ennek részleteivel itt nem szeretnénk foglalkozni, pusztán csak megadunk egy táblázatot, amely egy csillag vörös és kék szűrővel mért koordinátái közötti különbségeket tartalmazza a zenittávolság függvényében:

z	Különbség (kék—vörös)
30°	0,35
45°	0,60
60°	1,04
75°	2,24

Igen pontos mérésekkor az előbbieik alapján tekintetbe kell venni azt is, hogy a mért csillagnak milyen a spektráltípusa.

1.4.2. Az aberráció

Az aberráció jelenségét J. BRADLEY fedezte fel 1728-ban az évi parallaxis kutatása közben. Az aberráció jelensége akkor lép fel, ha az észlelő a fényforráshoz képest mozog. Ha ez a kölcsönös sebesség nem közelíti meg a fény sebességét, akkor elegendő az *aberráció egyszerű elméletével* foglalkoznunk. Az aberráció relativisztikus elmélete megtalálható pl. Д. Б. Загребин: Введение в астрометрию című könyvében. Mi a továbbiakban az aberráció egyszerű elméletére fogunk szorítkozni.



1.35. ábra. Az évi aberráció jelensége miatt a csillagot nem ψ irányban, hanem ψ' irányban látjuk

Tegyük fel, hogy a P pontban elhelyezkedő megfigyelő pillanatnyi v sebességének iránya az A (apex) irány (1.35. ábra), és a végtelen távolinak feltételezett fényforrás valódi iránya pedig az S irány. A két irány zárjon be egymással ψ szöget. Állítsuk be az l hosszúságú távcsövünket a fényforrás valódi irányába. A fényforrásról jövő foton haladjon át $t=0$ időpontban a távcső objektívjának K középpontján. A fotonnak a fény véges c terjedési sebessége miatt τ időre van szüksége, míg a távcső tubushosszán keresztülhalad. τ idő alatt azonban a megfigyelő elmozdul $v\tau$ távolsággal. Így a helyes irányban beállított távcsőben a fényforrás képe nem az okulár fonálkeresztjén jelenik meg, hanem egy kissé attól a megfigyelő mozgásával ellentétes irányban. Ahhoz, hogy a fényforrás a távcső okulárjának fonálkeresztjén látszódjék, a távcsövet a PK irányban kell beállítani. Ekkor a távcső tengelye a valódi ψ szög helyett ψ' szöget zár be a megfigyelő mozgásának A irányával. Az aberráció szöge alatt a

$$\beta = \psi - \psi'$$

szöget értjük. A 35. ábra alapján a β szöget könnyen kiszámíthatjuk. A ψ szög a PQK háromszög külső szöge, tehát a háromszög K -nál levő szöge: $\psi - \psi' = \beta$. Írjuk fel a PQK háromszögre a szinusz-tételt:

$$\frac{\sin \beta}{\sin \psi'} = \frac{\sin (\psi - \psi')}{\sin \psi} = \frac{\overline{PQ}}{\overline{QK}} = \frac{v\tau}{c\tau} = \frac{v}{c}. \quad (1.4.33)$$

Mivel β kicsiny szög, használható a $\sin \beta \approx \beta$ közelítés. Így

$$\beta = \frac{v}{c} \sin \psi'.$$

Ha β -t (a szokásoknak megfelelően) ívmásodpercben mérjük és beírjuk a fény sebességét, akkor

$$\beta'' = \frac{206\,265}{299\,773} v \sin \psi' = 0,688 v \sin \psi'. \quad (1.4.34)$$

Egy égitest szférikus helyének aberrációs elmozdulása az éggömbön a következő három ok miatt következhet be:

1. Az egész Naprendszer elmozdulása a környező csillagokhoz képest. Ez eredményezi az *évszázados aberrációt*.
2. A Föld Nap körüli keringése miatti elmozdulás. Ez az *évi aberráció*.
3. A Föld tengely körüli forgása miatti elmozdulás, amelyet *napi aberrációnak* nevezünk.

Az *évszázados aberráció* amiatt lép fel, hogy Naprendszerünk a környező csillagokhoz képest $v=19,5$ km/s-es sebességgel mozog a $\lambda=270^\circ 5'$, $\beta=34^\circ 3'$ ekliptikai koordinátákkal megadott pont felé. Az évszázados aberráció értéke tehát

$$\beta_0'' = 0,688 \cdot 19,5 \sin \psi = 13'' \sin \psi,$$

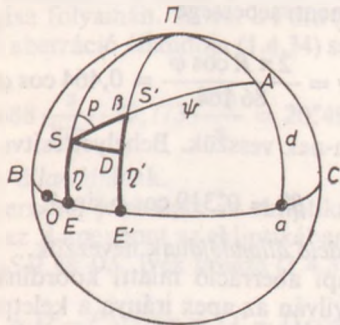
ahol ψ a csillag szögtávolsága az éggömb

$$\lambda = 270^\circ 5', \quad \beta = 34^\circ 3'$$

pontjától.

Tekintettel arra, hogy a Naprendszer sebessége gyakorlatilag változatlan, az évszázados aberráció is állandó marad. Ennek közvetlen megmérése tehát nem lehetséges. Mivel az évszázados aberráció értéke időben nem változik, más mérések eredményét nem befolyásolja, ezért nem szokás figyelembe venni.

Tekintsük most az *aberráció hatását egy szférikus hely koordinátáira*. Mielőtt konkrét koordináta-rendszerekre rátérnénk, foglalkozunk az aberráció hatásával egy tetszőleges poláris koordináta-rendszerben. Legyen a koordináta-rendszer alapsíkjának az éggömbbel való metszészvonala a BC kör, a rendszer pólusa pedig Π (1.36. ábra). Legyen az égitest szférikus helye az S pont, melynek koordinátái legyenek ξ és η . A megfigyelő mozgásának az iránya (az apex iránya) legyen az A pontban, melynek



1.36. ábra. Az aberráció hatása a szférikus hely koordinátáira

koordinátái a és d . Az aberráció jelensége miatt az S szférikus hely S' -be tolódik el, úgy hogy $SS' = \beta$, az aberráció szöge. S' koordinátái legyenek ξ' és η' , és SS' zárjon be a ΠS -sel p nagyságú szöget. Húzzuk most meg a ΠS , a $\Pi S'$, a ΠA és az SA főköröket, továbbá bocsássunk merőlegest S -ből $\Pi S'$ -re, amely azt a D pontban metszi. Az SDS' gömbháromszög olyan kicsiny, hogy rá alkalmazhatóak a derékszögű síkháromszögre vonatkozó összefüggések. Így

$$\xi - \xi' = \frac{SD}{\cos \eta} = \beta \sin p \frac{1}{\cos \eta},$$

$$S'D = \eta - \eta' = \beta \cos p. \quad (1.4.35)$$

Jelöljük most (1.4.34)-ben a $0,688 v$ mennyiséget k -val, ekkor $\beta = k \sin \psi$. Ezt (1.4.35)-be helyettesítve:

$$(\xi - \xi') \cos \eta = k \sin \psi \sin p,$$

$$\eta - \eta' = k \sin \psi \cos p. \quad (1.4.36)$$

Tekintsük most a ΠSA gömbháromszöget. Nyilván

$$SA = \psi, \quad \Pi S = 90^\circ - \eta, \quad \Pi A = 90^\circ - d,$$

$$AS\Pi \sphericalangle = p \quad \text{és} \quad S\Pi A \sphericalangle = a - \xi.$$

Felírva erre a gömbháromszögre a szinusz- és koszinusztételt, (1.3.10)-et és (1.3.12)-t felhasználva:

$$\sin \psi \sin p = \cos d \sin (a - \xi),$$

$$\sin \psi \cos p = \sin d \cos \eta - \cos d \sin \eta \cos (a - \xi).$$

Ez utóbbi egyenleteket (1.4.36)-ba írva kapjuk, hogy

$$\xi - \xi' = k \frac{\cos d \sin (a - \xi)}{\cos \eta}, \quad (1.4.37)$$

$$\eta - \eta' = k[\sin d \cos \eta - \cos d \sin \eta \cos (a - \xi)].$$

Az (1.4.37) formulák lehetővé teszik, hogy az apexirány, valamint a csillag koordinátáinak ismeretében kiszámítsuk az aberráció miatti koordinátaváltozásokat.

Tekintsük most a különböző koordináta-rendszerekben fellépő koordinátaváltozásokat. Először foglalkozzunk a *napi aberrációval*. A φ földrajzi szélességen elhelyezkedő megfigyelő pálya menti sebessége

$$v = \frac{2 \pi R \cos \varphi}{86 \, 164} = 0,464 \cos \varphi,$$

ha Föld R sugarát 6368 km-nek vesszük. Behelyettesítve v értékét (1.4.34)-be, kapjuk, hogy

$$\beta'' = 0,319 \cos \varphi \sin \psi. \quad (1.4.38)$$

A $k_0 = 0,319$ -et a *napi aberráció állandójának* nevezzük.

Számítsuk most ki a napi aberráció miatti koordinátaváltozást, a horizontális koordináta-rendszerben. Nyilván az apex iránya a keletpont irányával egyezik meg, vagyis (1.4.37)-ben:

$$a = 270^\circ, \quad d = 0^\circ,$$

vagyis (az azimutot A -val, a magasságot h -val jelölve):

$$A' - A = \frac{k \sin(270^\circ - A)}{\cos h} = -\frac{k \cos A}{\cos h},$$

$$h' - h = -k \sin h \cos(270^\circ - A) = k \sin h \sin A.$$

Vegyük tekintetbe, hogy $k = k_0 \cos \varphi$, amiből

$$A' - A = -\frac{k_0 \cos \varphi \cos A}{\cos h},$$

$$h' - h = k_0 \cos \varphi \sin h \sin A. \quad (1.4.39)$$

Ha most a napi aberráció hatását a második egyenlítői koordináta-rendszerben akarjuk megadni, akkor az A apexpont koordinátáit is ebben a rendszerben kell felírunk. A sebességvektor iránya itt is a pillanatnyi keletpont irányába mutat. Könynyű látni, hogy a keletpont koordinátái a második egyenlítő rendszerben:

$$a = 6^h + s, \quad d = 0^\circ,$$

ahol s a csillagidő. Írjuk ezt be (1.4.37)-be:

$$\alpha' - \alpha = k \frac{\sin(90^\circ + s - \alpha)}{\cos \delta} = k \frac{\sin(90^\circ + t)}{\cos \delta} = k \frac{\cos t}{\cos \delta},$$

$$\delta' - \delta = -k \sin \delta \cos(90^\circ + s - \alpha) = -k \sin \delta \cos(90^\circ + t) = k \sin \delta \sin t.$$

Ismét vegyük tekintetbe, hogy $k = k_0 \cos \varphi$:

$$\alpha' - \alpha = k_0 \frac{\cos \varphi \cos t}{\cos \delta},$$

$$\delta' - \delta = k_0 \cos \varphi \sin \delta \sin t, \quad (1.4.40)$$

ahol $k_0 = 0,319$, vagy $k_0 = 0,0213$.

Az (1.4.40) képletből látható, hogy $0,5$ -nél kisebb pontosságú méréseknél a napi aberráció elhanyagolható.

Az *évi aberráció* jelensége a Föld Nap körüli keringésének következménye. Tekintsük először a Föld pályáját körnek, amelynek mentén a Föld egyenletes szögsebességgel megy körbe évi mozgása folyamán. Mivel a Föld (átlagos) pálya menti sebessége $v = 29,773$ km/s, az évi aberráció állandója (1.4.34) szerint

$$k = 0,688 \frac{s}{km} \cdot 29,773 \frac{km}{s} = 20,495 \text{ 52}. \quad (1.4.41)$$

Ezt nevezzük az *évi aberráció állandójának*.

Tekintsük most az évi aberráció jelenségét az ekliptikai koordináta-rendszerben. Az 1.36. ábrán most nyilván az A apexpont az ekliptikában lesz benne, tehát $d=0$ és $\lambda_A = \lambda_\odot + 270^\circ$. Az ábrán az SD és DS' ívek hossza (1.4.35) alapján a következőképpen írható fel:

$$SD = (\xi - \xi') \cos \eta = (\lambda' - \lambda) \cos \beta, \quad (1.4.42)$$

$$DS' = \eta' - \eta = \beta' - \beta.$$

(1.4.37)-et felhasználva:

$$SD = k \sin (\lambda_{\odot} + 270 - \lambda),$$

$$DS' = -k \sin \beta \cos (\lambda_{\odot} + 270 - \lambda).$$

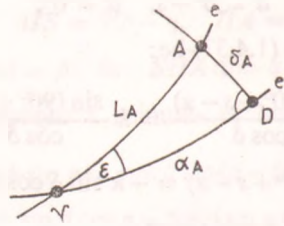
(1.4.43)

(1.4.43)-ból nyilvánvaló, hogy

$$\frac{SD^2}{k^2} + \frac{DS'^2}{(k \sin \beta)^2} = 1,$$

azaz az évi aberráció miatt a csillag a valódi helye körül egy olyan ellipszist ír le, amelynek az ekliptikával párhuzamos fél nagytengelye éppen k , fél kistengelye pedig $k \sin \beta$. Így például az ekliptika pólusában levő csillag egy k sugarú kört, az ekliptika síkjában levő pedig egy $2k$ hosszúságú egyenes szakaszt ír el az évi aberráció jelensége miatt.

Vizsgáljuk most meg, hogy az évi aberráció jelensége miatt a csillag második ekvatoriális koordinátáit hogyan kell korrigálni.



1.37. ábra. Az aberrációs korrekció a második egyenlítői koordináta-rendszerben

Jelölje az e ív az ekliptikát, e' pedig az egyenlítőt (1.37. ábra). Az egyenlítő és az ekliptika egymással zárjon be ε szöget, továbbá legyen az ekliptikán elhelyezkedő A apexpont rektaszczenziója α_A , deklinációja δ_A . Az apex ekliptikai hosszúsága legyen L_A . Az apexen keresztülhaladó órákör messe az e egyenlítőt a D pontban; az egyenlítő és az ekliptika metszéspontja pedig a γ tavaszpont. Mivel a γDA gömbháromszög D -nél levő szöge derékszög, az (1.3.19) és (1.3.20) alapján felírhatók a következő összefüggések:

$$\sin L_A \sin \varepsilon = \sin \delta_A,$$

$$\cos L_A = \cos \delta_A \cos \alpha_A,$$

(1.4.44)

$$\sin L_A \cos \varepsilon = \sin \alpha_A \cos \delta_A.$$

Már említettük, hogy $L_A = L_{\odot} + 270^\circ$. Ezt (1.4.44)-be helyettesítve:

$$-\cos L_{\odot} \sin \varepsilon = \sin \delta_A,$$

$$\sin L_{\odot} = \cos \delta_A \cos \alpha_A,$$

(1.4.45)

$$-\cos L_{\odot} \cos \varepsilon = \sin \alpha_A \cos \delta_A.$$

Tekintetbe véve, hogy az 1.36. ábrán most $d \equiv \delta_A$ és $a \equiv \alpha_A$, továbbá $\xi \equiv \alpha$ és $\eta \equiv \delta$,

az (1.4.37) formula a következő alakot ölti:

$$\alpha' - \alpha = k \frac{\cos \delta_A \sin(\alpha_A - \alpha)}{\cos \delta}, \quad (1.4.46)$$

$$\delta' - \delta = k [\sin \delta_A \cos \delta - \cos \delta_A \sin \delta \cos(\alpha_A - \alpha)].$$

(1.4.46)-ot átalakítva és felhasználva az (1.4.45) egyenleteket, a következő egyenle-
tekhez jutunk:

$$\alpha' - \alpha = -k \sec \delta \cos \alpha \cos L_\odot \cos \varepsilon - k \sin \alpha \sin L_\odot \sec \delta, \quad (1.4.47)$$

$$\delta' - \delta = -k \cos L_\odot (\sin \varepsilon \cos \delta - \cos \varepsilon \sin \alpha \sin \delta) - k \sin L_\odot \cos \alpha \sin \delta.$$

Ezek a formulák lehetőséget adnak arra, hogy az évi aberráció miatti korrekciót
kiszámítsuk.

Ha az évi aberrációt a Föld ellipszispályájának figyelembevételével számítjuk ki,
akkor az (1.4.57) formula helyett a következő formulákhoz jutunk (e a földpálya
excentricitása, ω a perihélium hosszúsága):

$$\begin{aligned} \alpha' - \alpha = & -k \sec \delta (\sin \alpha \sin L_\odot + \cos \alpha \cos L_\odot \cos \varepsilon) + \\ & + ke \sec \delta (\sin \alpha \sin \omega + \cos \alpha \cos \omega \cos \varepsilon), \end{aligned} \quad (1.4.48)$$

$$\begin{aligned} \delta' - \delta = & -k \sin L_\odot \cos \alpha \sin \delta - k \cos L_\odot \cos \varepsilon (\operatorname{tg} \varepsilon \cos \delta - \sin \alpha \sin \delta) + \\ & + ke [\sin \omega \cos \alpha \sin \delta + \cos \omega \cos \varepsilon (\operatorname{tg} \varepsilon \cos \delta - \sin \alpha \sin \delta)]. \end{aligned}$$

Az (1.4.48)-ban szereplő ke tényező értéke: $0,34$. Így, ha a csillag koordinátáit $1''$ -nél
nem pontosabban akarjuk kiszámítani, akkor a földpályát kör alakúnak vehetjük.

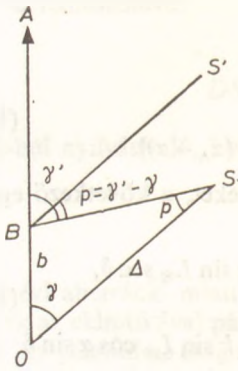
Az égitest valódi helyének kiszámításakor a korrekciókat a következő sorrendben
szoktuk végrehajtani:

1. refrakció,
2. napi aberráció,
3. évi aberráció.

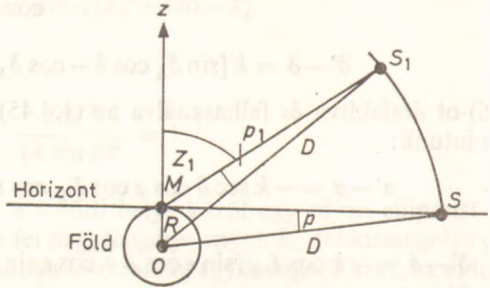
A refrakció és a napi aberráció korrekciója után kapott α_L és δ_L koordinátákat *látszó*
koordinátáknak nevezzük. Az évi aberráció tekintetbevétel után kapott α_v és δ_v
koordinátákat pedig *valódi koordinátáknak* hívjuk. Ilyen értelemben szokás beszélni
az égitest *látszó és valódi helyéről*.

1.4.3. A parallaxis

A parallaxis jelensége azért lép fel, mert az égitestet a tér különböző pontjaiból más
és más irányban látjuk. Legyen a megfigyelő mozgásának iránya (az apex iránya) az A
irány (1.38. ábra). Tartózkodjék a megfigyelő először az O pontban, majd innen
mozduljon el a B pontba. Az O pontból az S égitest az A apexirányhoz képest γ szög
alatt látszik, majd a B pontból γ' irányban. A $p = \gamma' - \gamma$ szöget a *parallaxis szögének*,
míg az $OB = b$ távolságot *bázisnak* nevezzük. Legyen továbbá az égitest távolsága
 $OS = \Delta$. Az 1.38. ábra alapján a parallaxis jelenségére néhány általános jellegű
megállapítást tehetünk. Ezek a következők: A parallaktikus elmozdulás mindig az



1.38. ábra. A parallaxis általános értelmezése



1.39. ábra. A napi parallaxis szöge (p_1) és a horizontális napi parallaxis szöge (p)

apexet az égitesttel összekötő főkör mentén, az apex irányával ellentétes irányban történik. Az OSB háromszögre felírva a szinusztételt:

$$\sin p = \frac{b}{\Delta} \sin \gamma'.$$

Tekintetbe véve, hogy valódi égitestek esetén p mindig nagyon kicsiny szög, a $\gamma' = \gamma + p \approx \gamma$ közelítés használható, azaz

$$\sin p \approx \frac{b}{\Delta} \sin \gamma. \quad (1.4.49)$$

Attól függően, hogy a megfigyelő elmozdulását milyen tényező okozza, beszélünk *napi, évi és szekuláris parallaxisról*.

A *napi parallaxis* jelensége azért lép fel, mert a Föld felszínének különböző pontjain elhelyezkedő megfigyelők a nem túl távoli égitesteket más és más irányban látják. Ennek kiküszöbölésére célszerű egységesen az égitestek geocentrikus koordinátáit megadni. Ily módon egy égitest napi parallaxis szöge alatt azt a p szöget értjük (1.39. ábra), amely alatt az S_1 égitestről nézve a Föld O középpontját az M megfigyelővel összekötő egyenes szakasz látszik. Ha az égitest topocentrikus zenittávolságát z_1 -gyel, geocentrikus zenittávolságát pedig z -vel jelöljük, akkor nyilván:

$$p_1 = z_1 - z.$$

Ha feltesszük, hogy a Föld gömb alakú és sugara: R , akkor (1.4.49) esetünkben a következő alakot ölti:

$$\sin p_1 = \frac{R}{\Delta} \sin z_1. \quad (1.4.50)$$

Azt a p szöget, amely alatt az égitestről nézve a Föld R sugara *merőleges rálátás alatt* látszik, az égitest *horizontális napi parallaxis szögének* nevezzük. Ha az égitest az M megfigyelő horizontjában tartózkodik, akkor nyilván $z_1 = 90^\circ$, azaz

$$\sin p = \frac{R}{\Delta}. \quad (1.4.51)$$

Ez utóbbit (1.4.50)-be helyettesítve, kapjuk:

$$\sin p_1 = \sin p \sin z.$$

Mivel p_1 és p kicsiny szögek, használhatjuk a következő közelítő formulát is:

$$p_1 = p \sin z. \quad (1.4.52)$$

Felhasználva (1.4.51)-et:

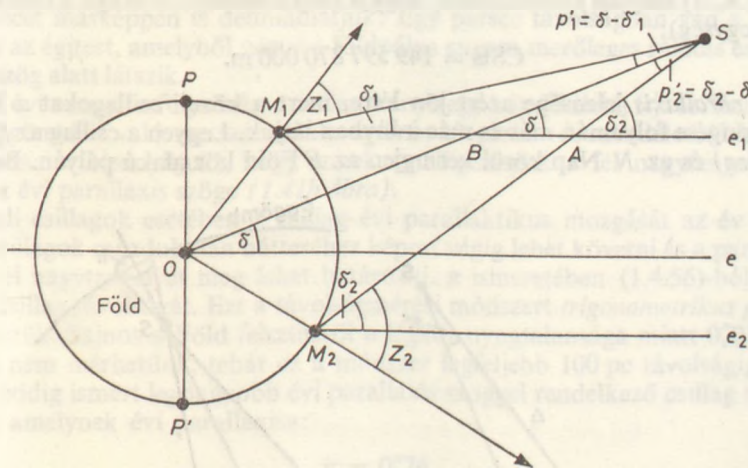
$$\sin p_1 = \frac{R}{\Delta} \sin z,$$

amiből

$$\Delta = R \frac{\sin z}{\sin p_1}. \quad (1.4.53)$$

Ha tehát ismerjük egy csillag napi parallaxis szögét, valamint zenittávolságát, akkor kiszámítható az égitest Δ távolsága. A (1.4.53) formula tehát a közeli (Naprendszer-beli) égitestek távolságának meghatározására is használható.

A napi parallaxis szög meghatározását egy egyszerű példán kívánjuk bemutatni. Helyezkedjék el (a gömb alakúnak feltételezett) Föld felszínén, ugyanazon a hosszúsági körön két megfigyelő: M_1 és M_2 . Legyen M_1 az északi féltekén, M_2 a déli féltekén; M_1 földrajzi szélessége legyen φ_1 , M_2 -é φ_2 . A vizsgált égitest legyen az M_1 és M_2 meridánsíkjaiban, az S pontban (1.40. ábra). Az S égitest zenittávolsága és deklinációja M_1 -ben legyen z_1 és δ_1 , M_2 -ben pedig z_2 és δ_2 . A geocentrikus deklinációt jelöljük δ -val. Legyen az S napi parallaxis szöge M_1 -ben p_1^* , M_2 -ben pedig p_2^* .



1.40. ábra. A napi parallaxis szögének meghatározása egyazon hosszúsági körön elhelyezkedő két megfigyelő (M_1 és M_2) mérése alapján

Az 1.40. ábra jelöléseit használva látható, hogy δ_2 az SAB háromszögnek, δ pedig az SBM_1 háromszögnek külső szöge, tehát:

$$\delta_2 = \delta + p_1^*,$$

$$\delta = \delta_1 + p_1^*,$$

vagy másképpen:

$$p_1^* = p \sin z_1 = \delta - \delta_1, \quad (1.4.54)$$

$$p_2^* = p \sin z_2 = \delta_2 - \delta,$$

ahol p az S horizontális napi parallaxis szöge. (1.4.54)-ből:

$$p(\sin z_1 + \sin z_2) = \delta_2 - \delta_1.$$

Vegyük tekintetbe, hogy

$$z_1 = \varphi_1 - \delta_1,$$

$$z_2 = \delta_2 - \varphi_2.$$

Ezt (1.4.54)-be helyettesítve kapjuk, hogy

$$p = \frac{z_1 + z_2 - \varphi_1 + \varphi_2}{\sin z_1 + \sin z_2}. \quad (1.4.55)$$

Ha tehát egyugyanazon hosszúsági kör mentén egyidőben mérjük egy égitest zenit-távolságát, akkor (1.4.55) segítségével kiszámítható a p horizontális napi parallaxis szöge, (1.4.53) szerint pedig az égitest távolsága is.

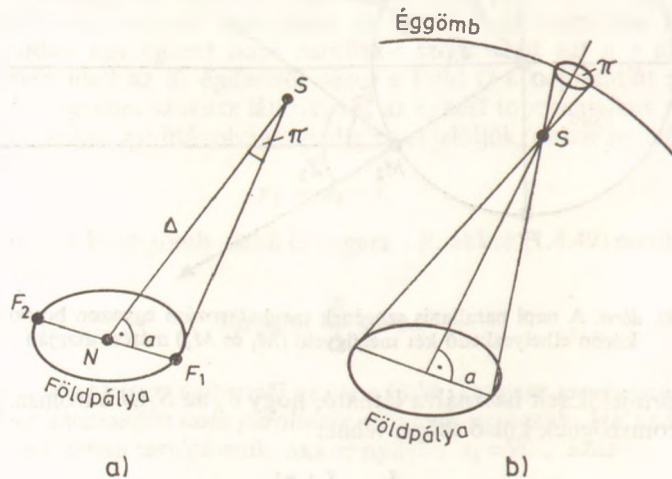
A legnagyobb horizontális napi parallaxis szöge a természetes égitestek közül a Holdnak van, maximális értéke $62'$. Az összes többi nagybolygó horizontális napi parallaxis szöge mindig kisebb, mint $30''$, a Nap horizontális napi parallaxis szöge pedig

$$p_{\odot} = 8,794\ 148,$$

amiből (1.4.51) alapján kiszámítható, hogy a Nap közepes távolsága a Földtől (a csillagászati egység):

$$\text{CSE} = 149\ 597\ 870\ 000 \text{ m.}$$

Az évi parallaxis jelensége azért jön létre, mert a közeli csillagokat a Föld Nap körüli keringése folyamán más és más irányban látjuk. Legyen a csillag az S pontban (1.41a ábra) és az N Nap körül keringjen az F Föld kör alakú pályán. Bocsássunk



1.41. ábra. a) Az évi parallaxis szög (π) értelmezése. b) Az évi parallaxis jelensége miatt a csillag ellipszispályát ír le az éggömbön

a Föld pályájának síkjában az NS egyenesre merőlegest, amely a földpályát az F_1 és F_2 pontokban metszi. A $\pi = NSF_1$ szöget nevezzük az S csillag évi *parallaxis szögének*. Az ábrából nyilvánvaló, hogy

$$\operatorname{tg} \pi = \frac{a}{\Delta},$$

ahol a a földpálya sugara (egy csillagászati egység) és Δ az égitest távolsága. Tekintettel arra, hogy π mindig kisebb, mint $1''$, használható a következő közelítés:

$$\pi = \frac{a}{\Delta}.$$

Ha a π szöget (a szokásoknak megfelelően) ívmásodpercben mérjük, akkor

$$\pi'' = \frac{206\,265\,a}{\Delta}.$$

Vezessünk be új távolságegységet; legyen

$$206\,265\text{ CSE} = 1 \text{ parsec}$$

(jele: pc). Ekkor

$$\pi'' = \frac{1}{\Delta}. \quad (1.4.56)$$

Ez annyit jelent, hogy az évi parallaxis szög ívmásodpercben mért értékének a reciproka az illető égitest távolságával egyenlő parsecban mérve.

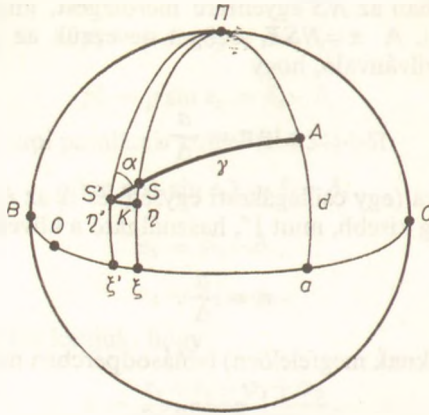
A parsecet másképpen is definiálhatjuk: Egy parsec távolságban van a Naprendszertől az az égitest, amelyből nézve a földpálya sugara merőleges rálátás esetén pontosan $1''$ szög alatt látszik.

A Föld évi mozgása folyamán a csillag iránya egy kúp felületét írja le. Ennek a kúpnek az éggömbbel való metszésvonala nyilván ellipszis. A szemléletből következik (de pontosan is bizonyítjuk), hogy ennek az ellipszisnek a fél nagytengelye éppen a csillag π évi parallaxis szöge (*1.41b ábra*).

A közeli csillagok esetében a csillag évi parallaktikus mozgását az év folyamán a távoli csillagok mozdulatlan háttéréhez képest végig lehet követni és a parallaktikus ellipszis fél nagytengelyét meg lehet határozni. π ismeretében (1.4.56)-ból megkaphatjuk a csillag távolságát. Ezt a távolságmérési módszert *trigonometrikus parallaxis*-nak nevezzük. Sajnos a Föld felszínéről a légkör nyugtalansága miatt $0,01$ -nél pontosabban nem mérhetünk, tehát ez a módszer legfeljebb 100 pc távolságig használható. Az eddig ismert legnagyobb évi parallaxis szöggel rendelkező csillag a *Proxima Centauri*, amelynek évi parallaxisa:

$$\pi = 0,76.$$

A következőkben tekintsük át, hogy a napi és az évi parallaxis jelensége milyen változásokat okoz az égitest horizontális és ekvatoriális koordinátaiban. Tekintsünk az éggömbön egy tetszőleges koordináta-rendszert (*1.42. ábra*), melynek pólusa legyen Π , „egyenlítője” pedig a BC főkör, melynek O pontjában van a kiindulási pont. Mutasson a megfigyelő mozgásának iránya (az apex iránya) az A pontba, melynek koordinátái legyenek a és d . Legyen S az égitest eredeti iránya, S' pedig a megfigyelő elmozdulása miatt megváltozott irány. S koordinátái legyenek ξ és η , S' -é pedig ξ' és η' , továbbá az $AS'\Pi$ -et jelöljük α -val. Kössük össze Π -t S -sel és S' -vel,



1.42. ábra. A parallaktikus korrekció kiszámítása

továbbá húzzunk S' -n keresztül egy az „egyenlítővel” párhuzamos kört, amely a PS főkört a K pontban metszi. Az SS' ív a parallaktikus elmozdulás, amelyet jelöljünk p -vel. Az $SS'K$ (kicsiny) derékszögű háromszögre felírhatjuk a következő összefüggéseket:

$$\begin{aligned}(\xi - \xi') \cos \eta' &= p \sin \alpha, \\ \eta - \eta' &= p \cos \alpha.\end{aligned}$$

(1.4.49)-et felhasználva, valamint tekintetbe véve, hogy p nagyon kicsiny szög:

$$\begin{aligned}(\xi - \xi') \cos \eta' &= \frac{b}{\Delta} \sin \alpha \sin \gamma, \\ \eta - \eta' &= \frac{b}{\Delta} \cos \alpha \sin \gamma,\end{aligned}\tag{1.4.57}$$

ahol b a bázis, Δ az égitest távolsága, γ pedig az égitest irányának az apexiránnyal bezárt szöge: $\gamma = S'A$.

A $PS'A$ gömbháromszögre felírhatjuk a következő összefüggéseket [lásd (1.3.10) és (1.3.12)].

A másodrendűen kis mennyiségeket elhanyagolva ekkor kapjuk, hogy

$$\begin{aligned}\sin \gamma \sin \alpha &= \cos d \sin (a - \xi), \\ \sin \gamma \cos \alpha &= \sin d \cos \eta - \cos d \sin \eta \cos (a - \xi).\end{aligned}$$

Ez utóbbi két egyenletet (1.4.57)-be helyettesítve kapjuk, hogy

$$\begin{aligned}\xi - \xi' &= \frac{b}{\Delta} \frac{\cos d \sin (a - \xi)}{\cos \eta}, \\ \eta - \eta' &= \frac{b}{\Delta} [\sin d \cos \eta - \cos d \sin \eta \cos (a - \xi)].\end{aligned}\tag{1.4.58}$$

A *napi parallaxis* jelensége esetében jelöljük az égitest geocentrikus horizontális koordinátáit z -vel és A -val, a topocentrikus koordinátákat pedig z' -vel és A' -val.

Tegyük fel, hogy a Föld gömb alakú. Az elmozdulás most a megfigyelő helyéről a Föld középpontjába történik, tehát az apex iránya a megfigyelő zenitiránya. Nyilván akkor (1.4.58)-ban $u=0^\circ$ és $d=90^\circ$, továbbá $b=R$, a Föld sugara. Tekintettel arra, hogy az azimutot DNyÉ irányban mérjük, az 1.42. ábrán levő koordináta-rendszer pædig ezzel ellentétes körüljárású,

$$\begin{aligned}\xi &= -A, & \xi' &= -A', \\ \eta &= 90^\circ - z, & \eta' &= 90^\circ - z'.\end{aligned}$$

Ez utóbbiakat (1.4.58)-ba helyettesítve:

$$\begin{aligned}A' - A &= 0, \\ z' - z &= \frac{R}{\Delta} \sin z = p \sin z,\end{aligned}\tag{1.4.59}$$

ahol p az égitest horizontális napi parallaxis szöge.

Ha a napi parallaxis miatti ekvatoriális korrekciókat akarjuk kiszámítani, ismét tekintetbe kell vegyük, hogy az apexirány a megfigyelő zenitiránya. Tekintettel arra, hogy a zenit mindig felső kulminációban van, t óraszöge mindig megegyezik az s csillagidővel, továbbá az egyenlítőtől mért szögtávolsága megegyezik a megfigyelő helyének φ földrajzi szélességével. Így az 1.42. ábrán

továbbá

$$\begin{aligned}a &= s, & d &= \varphi, \\ \xi &= \alpha, & \xi' &= \alpha', \\ \eta &= \delta, & \eta' &= \delta'.\end{aligned}$$

Ily módon (1.4.58) a következőképpen írható:

$$\alpha' - \alpha = \frac{R}{\Delta} \frac{\cos \varphi \sin (s - \alpha)}{\cos \delta},$$

$$\delta' - \delta = \frac{R}{\Delta} [\sin \varphi \cos \delta - \cos \varphi \sin \delta \cos (s - \alpha)].$$

Vegyük tekintetbe, hogy $\frac{R}{\Delta} = p$ és $s - \alpha' = t$, továbbá, hogy $\alpha - \alpha'$ kicsiny mennyiség:

$$\alpha' - \alpha = p \frac{\cos \varphi \sin t}{\cos \delta},\tag{1.4.60}$$

$$\delta' - \delta = p [\sin \varphi \cos \delta - \cos \varphi \sin \delta \cos t].$$

Az (1.4.60) formula lehetőséget ad arra, hogy p és t ismeretében az égitest ekvatoriális koordinátáinak korrekcióját kiszámítsuk.

Az évi parallaxis jelensége esetében az elmozdulás (ha geocentrikus koordinátákról heliocentrikus koordinátákra térünk át) a Nap iránya. Így az 1.42. ábrán egy ekvatoriális koordináta-rendszerben $a = \alpha_\odot$ és $d = \delta_\odot$, továbbá $b = 1$ CSE a földpálya

sugara, és $\Delta = D$ a csillag távolsága. Így az (1.4.58) formula a következő alakot ölti:

$$\alpha' - \alpha = \frac{1 \text{ CSE}}{D} \frac{\cos \delta_{\odot} \sin(\alpha_{\odot} - \alpha)}{\cos \delta},$$

$$\delta' - \delta = \frac{1 \text{ CSE}}{D} [\sin \delta_{\odot} \cos \delta - \cos \delta_{\odot} \sin \delta \cos(\alpha_{\odot} - \alpha)].$$

Tekintetbe véve (1.4.56)-ot:

$$\alpha' - \alpha = \pi \frac{\cos \delta_{\odot} \sin(\alpha_{\odot} - \alpha)}{\cos \delta},$$

$$\delta' - \delta = \pi [\sin \delta_{\odot} \cos \delta - \cos \delta_{\odot} \sin \delta \cos(\alpha_{\odot} - \alpha)].$$
(1.4.61)

ahol π az illető égitest évi parallaxis szöge. Az (1.4.61) formulák jobb oldalán a heliocentrikus koordináták (α, δ) helyett írhatunk geocentrikus koordinátákat (α', δ') is, ezzel a pontosság nem csökken észrevehetően.

Az ekliptikai koordináta-rendszerben az apexirány ismét a Nap iránya, tehát az 1.42. ábrán

$$a = L_{\odot} \quad \text{és} \quad d = 0^{\circ}.$$

Így az ekliptikai koordinátákat l -el és β -val jelölve az (1.4.58) formula a következő alakot ölti:

$$l' - l = \pi \frac{\sin(L_{\odot} - l)}{\cos \beta},$$

$$\beta' - \beta = -\pi \sin \beta \cos(L_{\odot} - l).$$
(1.4.62)

(1.4.62) alapján kiszámítható az évi aberráció miatti korrekció értéke az ekliptikai koordináta-rendszerben, ha ismerjük a heliocentrikus koordinátákat.

A csillag évi aberráció miatti elmozdulása az éggömbön (1.42. ábra) a következő:

$$y = \beta' - \beta = -\pi \sin \beta \cos(L_{\odot} - l),$$

$$x = (l' - l) \cos \beta = \pi \sin(L_{\odot} - l).$$

Nyilvánvaló, hogy

$$\left(\frac{x}{\pi}\right)^2 + \left(\frac{y}{\pi \sin \beta}\right)^2 = 1,$$

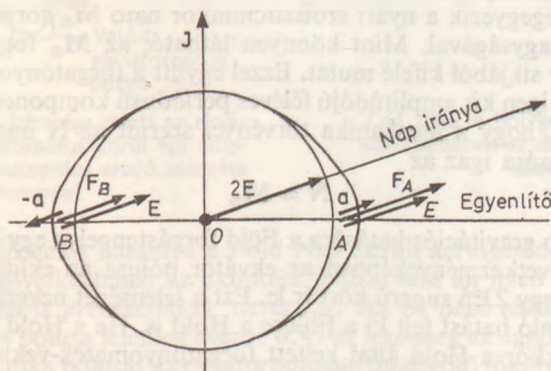
azaz a csillag az év folyamán olyan ellipszist ír le az éggömbön, amelynek az ekliptikával párhuzamos fél nagytengelye éppen π , fél kistengelye pedig $\pi \sin \beta$.

1.5. A precesszió és a nutáció

1.5.1. A precesszió és a nutáció fenomenologikus leírása

A precesszió jelenségét HIPPARKHOSZ fedezte fel az időszámításunk előtti második évszázadban. Észrevette, hogy az általa készített csillagkatalógusban a csillagok ekliptikai hosszúságai szisztematikusan $1^{\circ}5$ -kal kisebbek, mint a 150 évvel korábban készített Arisztüllosz- és Timokharisz-féle katalógusban. HIPPARKHOSZ ezt — nagyon

helyesen — úgy értelmezte, hogy a tavaszpont az állócsillagok mozdulatlan háttéréhez képest elmozdul. A nutáció felfedezése J. BRADLEY nevéhez fűződik, aki 1747-ben észrevette, hogy a tavaszpont elmozdulásában egy 18,6 éves periódusú tag is található. A precesszió és a nutáció pontos definíciójára a későbbiekben még visszatérünk. A precesszió és a nutáció részletes égimechanikai elméletét S. NEWCOMB dolgozta ki a múlt század utolsó éveiben. Mi itt csak a precesszió és a nutáció okával és a jelenség leírásával foglalkozhatunk.



1.43. ábra. A precesszió jelensége azért lép fel, mert a Föld nem gömbszimmetrikus tömegeloszlású

A precesszió jelensége azért lép fel, mert a Föld nem gömbszimmetrikus tömegeloszlású. Ha a Föld gömbszimmetrikus tömegeloszlású volna, akkor nem volna precesszió. Először vizsgáljuk meg, hogy milyen hatást gyakorol a Nap a nem gömbszimmetrikus tömegeloszlású Földre (1.43. ábra). Tegyük fel, hogy éppen nyári szolstíciium van. A Nap iránya és a Föld forgástengelye meghatároz egy síkot, amely (jelen esetben) a papír síkjában van. Osszuk fel a Földet a tengelyén átmenő és az előző síkra merőleges síkkal két részre, és különböztessük meg a Föld „Nap felé forduló” és „Nappal ellentétes” oldalát. Tegyük fel az egyszerűség kedvéért, hogy a Föld tömegeloszlása forgásszimmetrikus. Bontsuk fel a Földet egy gömbszimmetrikus tömegeloszlású belső részre és egy egyenlítő menti „dudor”-ra. Az előbbi sík a dudort is két részre bontja: a Nap felé forduló és a Nappal ellentétes részre. Vizsgáljuk most meg, hogy a gyakorlatilag végtelen távolinak vehető Nap milyen gravitációs hatást fejt ki a Földre. A gömbszimmetrikus tömegeloszlású részre ható gravitációs erőket a Föld O tömegközéppontjában egyesíthetjük. A dudor Nap felé forduló részének tömegközéppontját jelöljük A -val, a Nappal ellentétes részének tömegközéppontját pedig B -vel. Mivel A közelebb van a Naphoz, mint B , az A -ban ható F_A gravitációs erő abszolút értéke nagyobb, mint a B -ben ható F_B abszolút értéke. Vezessük be a következő vektorokat:

$$E = \frac{F_A + F_B}{2},$$

$$a = \frac{F_A - F_B}{2}.$$

Nyilván akkor

$$F_A = E + a,$$

$$F_B = E - a.$$

Mivel a Földről feltételeztük, hogy forgásszimmetrikus, az A és B pontot összekötő szakasz felezőpontja egybeesik a Föld O tömegközéppontjával. Az A és B pontokban ható gravitációs erőket tehát felbonthatjuk egy a Föld tömegközéppontjában ható $2E$ erőre, valamint egy, az a és $-a$ vektorok által létrehozott erőpárra, amely a papír síkjából kifelé ható M_{\odot} forgatónyomatéket gyakorol a Földre. Az év folyamán az M_{\odot} forgatónyomaték iránya és abszolút értéke is változik. Tavaszi és őszi ekvinokcium idején a forgatónyomaték abszolút értéke 0, téli szolsztícium idején iránya és nagysága ismét megegyezik a nyári szolsztíciumkor ható M_{\odot} forgatónyomaték-vektor irányával és nagyságával. Mint könnyen látható, az M_{\odot} forgatónyomaték évi átlagértéke a papír síkjából kifelé mutat. Ezzel együtt a forgatónyomaték-vektor változásában van egy igen kis amplitúdójú féléves periódusú komponens is.

Tekintettel arra, hogy a mechanika törvényei szerint az N impulzusmomentumvektor megváltozására igaz az

$$\dot{N} = M_{\odot}$$

összefüggés, a Nap gravitációs hatására a Föld forgástengelye egy kúpfelület mentén mozog. Ennek következményeképpen az ekvátor pólusa az ekliptika pólusa körül az idők folyamán egy $23^{\circ}5'$ sugarú kört ír le. Ezt a jelenséget nevezzük *precesszió*nak.

A Naphoz hasonló hatást fejt ki a Földre a Hold is. Ha a Hold pályája egybeesne az ekliptikával, akkor a Hold által keltett forgatónyomaték-vektor havi átlagának iránya megegyezné a Nap által keltett M_{\odot} forgatónyomaték-vektor irányával, és ezenkívül természetesen lennének félhónapos periódusú tagok is. Valójában a Hold pályája $5^{\circ}9'$ -es szöveget zár be az ekliptikával. Emiatt a Hold által keltett M_{\oplus} forgatónyomaték havi átlaga nem pontosan esik egybe az M_{\odot} forgatónyomaték-vektor irányával. Bontsuk most fel az M_{\oplus} -at egy az M_{\odot} -pal párhuzamos M_{\oplus}^{\parallel} és egy arra merőleges M_{\oplus}^{\perp} komponensre.

A Földnek az $M_{\odot} + M_{\oplus}^{\parallel}$ forgatónyomaték hatására történő mozgását nevezzük *luniszoláris precesszió*nak. A luniszoláris precesszió következtében az ekvátorpólus az ekliptika pólusa körül $25\,729$ év alatt egy teljes $23^{\circ}5'$ sugarú kört ír le. A luniszoláris precesszió egyik másik következménye, hogy az egyenlítő mozgása miatt a tavaszpont évente $50^{\circ}3'$ -et hátrál az ekliptika mentén.

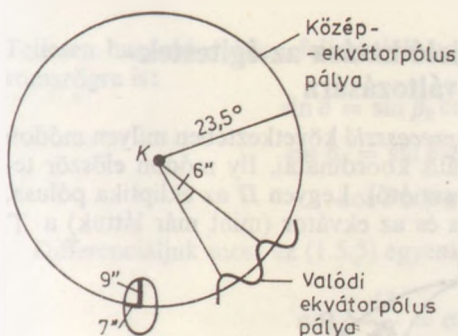
Ha a Hold pályájának a síkja az ekliptikához képest fixen állna a térben, akkor az M_{\oplus}^{\perp} forgatónyomaték komponens állandó irányban hatna, és azért az ekvátorpólust mintegy letérítené a kör alakú pályáról. A Nap perturbációs hatására azonban a Hold-pálya síkja $18,6$ éves periódussal körbefordul. Ily módon az M_{\oplus}^{\perp} forgatónyomaték-vektor abszolút értéke is $18,6$ éves periódussal változik. E hatás következtében az ekvátorpólus nem kört ír le az ekliptika pólusa körül, hanem $18,6$ éves periódussal egy hullámvonalat. A hullámvonal amplitúdója $9''$.

Az említett $18,6$ éves és a féléves és félhónapos periódusú változásokon kívül még további periodikus tagok is vannak az ekvátorpólus mozgásában. Az összes periodikus tagot összefoglalóan *nutáció*nak nevezzük. Mivel a nutáció legnagyobb amplitúdójú és legnagyobb periódusú tagja a $18,6$ éves, ezért szokás (nem túl pontos számítások esetén) a nutációt ezzel a $18,6$ éves periódusú taggal azonosítani.

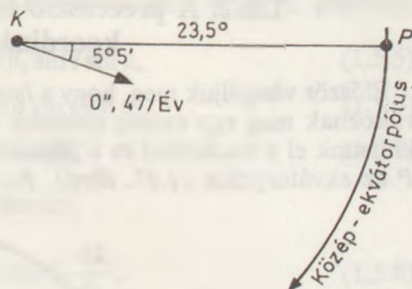
Ha a nutáció hatásától eltekintünk és az ekvátorpólusnak csak a luniszoláris precesszió következtében történő mozgását vizsgáljuk, akkor *közép-ekvátorpólus*ról beszélünk. Ha a nutációt is tekintetbe vesszük, akkor a *valódi ekvátorpólus* mozgását vizsgáljuk. Hasonló módon definiálhatjuk a *közép- és valódi egyenlítőt* is.

Az előbbi terminológiát használva: a közép-ekvátorpólus körül a valódi ekvátorpólus egy $9''$ fél nagytengelyű és $7''$ fél kistengelyű ellipszispályán mozog (1.44. ábra).

Eddig csak a Nap és a Hold precessziós hatásáról szóltunk. A Naprendszer többi

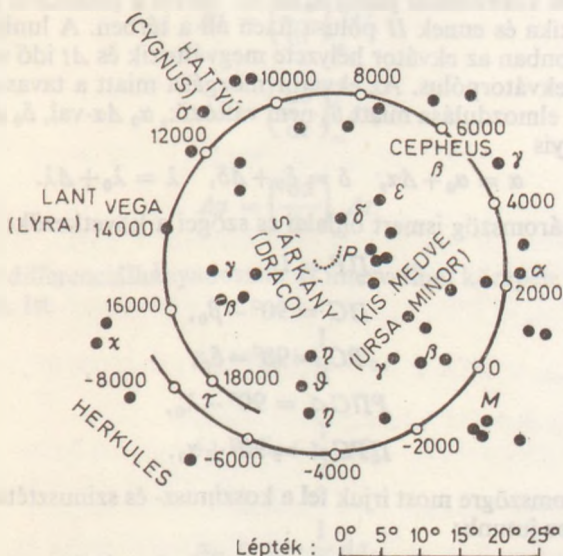


1.44. ábra. A nutáció jelensége miatt az ekvátorpólus a közékvátorpólus körül egy ellipszist ír le, így az ekvátorpólus eredő mozgása hullámvonal



1.45. ábra. A bolygók perturbáló hatása következtében az ekliptika pólusa (K) is elmozdul

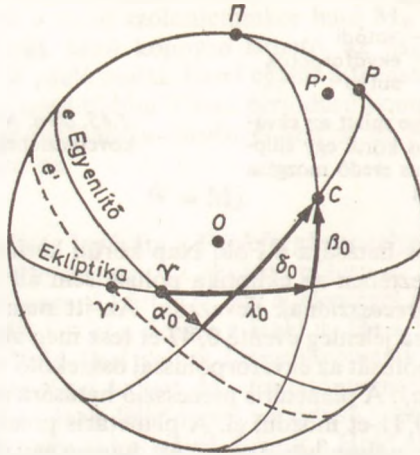
bolygójának perturbációs hatására a Föld Nap körüli keringésének pályasíkja is elmozdul, aminek következtében az ekliptika pólusa sem áll fixen az éggömbön. Ezt a jelenséget *planetáris precesszió*nak nevezzük. Az itt nem részletezett számítások szerint az ekliptika pólusa jelenleg évente $0^{\circ}47'$ -et tesz meg az éggömbön olyan irányban, amely az ekliptika pólusát az ekvátorpólussal összekötő főkörrel 1984-ben $5^{\circ}5'$ -es szöveget zárt be (1.45. ábra). A planetáris precesszió hatására a tavaszpont az ekliptika mentén évente jelenleg $0^{\circ}11'$ -et mozdul el. A planetáris precesszió hatására a közékvátorpólus az ekliptika pólusa körül nem kört, hanem egy rozettához hasonlító görbe vonalat ír le. A közékvátorpólus i. e. 8000 és i. sz. 18 000 közötti mozgását az 1.46. ábrán tüntettük fel. Az ábrára nézve meggyőződhetünk arról, hogy 12 000 év múlva az ekvátorpólus az α Lyrae (Vega) nevű csillag közelében lesz.



1.46. ábra. A luniszoláris és planetáris precesszió együttes hatásaként a közékvátorpólus rozettaszerű pályát ír le. Az ábrán a közékvátorpólus i. e. 8000 és i. sz. 18 000 közötti helyzetét tüntettük fel

1.5.2. A precesszió és a nutáció hatása az égitestek koordinátáinak változására

Először vizsgáljuk meg, hogy a *luniszoláris precesszió* következtében milyen módon változnak meg egy csillag második ekvatoriális koordinátái. Ily módon először tekintünk el a nutációtól és a planetáris precessziótól. Legyen Π az ekliptika pólusa, P az ekvátorpólus (1.47. ábra). Az ekliptika és az ekvátor (mint már láttuk) a Υ



1.47. ábra. A precessziós korrekció kiszámítása

tavaszpontban metszi egymást. A C csillag második ekvatoriális koordinátái legyenek α_0 és δ_0 ; ekliptikai koordinátái pedig λ_0 és β_0 . Mivel a planetáris precessziótól eltekintünk, az ekliptika és ennek Π pólusa fixen áll a térben. A luniszoláris precesszió következtében azonban az ekvátor helyzete megváltozik és Δt idő után már e' lesz az ekvátor és P' az ekvátorpólus. Az ekvátor mozgása miatt a tavaszpont a Υ_1 helyre kerül. Az ekvátor elmozdulása miatt β_0 nem változik, α_0 $\Delta\alpha$ -val, δ_0 $\Delta\delta$ -val és λ_0 $\Delta\lambda$ -val megváltozik, vagyis

$$\alpha = \alpha_0 + \Delta\alpha, \quad \delta = \delta_0 + \Delta\delta, \quad \lambda = \lambda_0 + \Delta\lambda. \quad (1.5.1)$$

A ΠPC gömbháromszög ismert oldalai és szögei a következők:

$$\Pi P = i,$$

$$\Pi C = 90^\circ - \beta_0,$$

$$PC = 90^\circ - \delta_0,$$

$$\Pi PC \sphericalangle = 90^\circ - \lambda_0,$$

$$\Pi PC \sphericalangle = 90^\circ + \alpha_0.$$

A ΠPC gömbháromszögre most írjuk fel a koszinusz- és szinusztételt. Ekkor a következő egyenletekhez jutunk:

$$\sin \delta_0 = \sin \beta_0 \cos i + \cos \beta_0 \sin i \sin \lambda_0, \quad (1.5.2)$$

$$\sin \beta_0 = \sin \delta_0 \cos i - \cos \delta_0 \sin i \sin \alpha_0, \quad (1.5.3)$$

$$\cos \delta_0 \cos \alpha_0 = \cos \lambda_0 \cos \beta_0. \quad (1.5.4)$$

Teljesen hasonló módon felírhatjuk ugyanezeket az egyenleteket a $PP'C$ gömbháromszögre is:

$$\sin \delta = \sin \beta_0 \cos i + \cos \beta_0 \sin i \sin \lambda, \quad (1.5.5)$$

$$\sin \beta_0 = \sin \delta \cos i - \cos \delta \sin i \sin \alpha, \quad (1.5.6)$$

$$\cos \delta \cos \alpha = \cos \lambda \cos \beta_0. \quad (1.5.7)$$

Differenciáljuk most az (1.5.5) egyenletet idő szerint:

$$\cos \delta \frac{d\delta}{dt} = \cos \beta_0 \sin i \cos \lambda \frac{d\lambda}{dt}. \quad (1.5.8)$$

(1.5.7)-et felhasználva kapjuk, hogy

$$\frac{d\delta}{dt} = \frac{d\lambda}{dt} \sin i \cos \alpha, \quad (1.5.9)$$

$$0 = \cos \delta \cos i \frac{d\delta}{dt} + \sin \delta \sin i \sin \alpha \frac{d\delta}{dt} - \cos \delta \sin i \cos \alpha \frac{d\alpha}{dt}. \quad (1.5.10)$$

(1.5.10)-ből (1.5.9) felhasználásával

$$\frac{d\alpha}{dt} = (\cos i + \sin i \sin \alpha \operatorname{tg} \delta) \frac{d\lambda}{dt}. \quad (1.5.11)$$

Ha a Δt időtartam nem túl nagy, akkor jó közelítéssel igazak a következő összefüggések:

$$\Delta \lambda = \left(\frac{d\lambda}{dt} \right)_m \Delta t,$$

$$\Delta \delta = \left(\frac{d\delta}{dt} \right)_m \Delta t, \quad (1.5.12)$$

$$\Delta \alpha = \left(\frac{d\alpha}{dt} \right)_m \Delta t,$$

ahol az m index a differenciálhányadosnak az intervallum közepén, az α_m és δ_m helyen vett értékét jelenti. Itt

$$\alpha_m = \alpha_0 + \frac{1}{2} \Delta \alpha_0,$$

$$\delta_m = \delta_0 + \frac{1}{2} \Delta \delta_0,$$

vagy (1.5.13)

$$\alpha_m = \alpha - \frac{1}{2} \Delta \alpha,$$

$$\delta_m = \delta - \frac{1}{2} \Delta \delta.$$

(1.5.12)-t (1.5.9)-be és (1.5.11)-be írva

$$\Delta\delta = \Delta\lambda \sin i \cos \alpha_m, \quad (1.4.14)$$

$$\Delta\alpha = \Delta\lambda (\cos i + \sin i \sin \alpha_m \operatorname{tg} \delta_m). \quad (1.5.15)$$

Ha tekintetbe vesszük a planetáris precesszió miatt fellépő változást is, akkor $\Delta\delta$ kifejezése változatlan marad, $\Delta\alpha$ kifejezése pedig a következőképpen módosul:

$$\Delta\alpha = \Delta\lambda (\cos i + \sin i \sin \alpha_m \operatorname{tg} \delta_m) - \Delta p, \quad (1.5.16)$$

ahol Δp a planetáris precesszió miatti rektaszscenzióváltozás Δt idő alatt. Δp közelítő értéke $0,13$ évenként. Vezessük be a következő jelöléseket:

$$M = \Delta\lambda \cos i - \Delta p, \quad (1.5.17)$$

$$N = \Delta\lambda \sin i.$$

Így (1.5.14) és (1.5.16) a következőképpen írható:

$$\alpha - \alpha_0 = \Delta\alpha = M + N \sin \alpha_m \operatorname{tg} \delta_m, \quad (1.5.18)$$

$$\delta - \delta_0 = \Delta\delta = N \cos \alpha_m.$$

(1.5.17) segítségével (1.5.13)-at a következőképpen írhatjuk:

$$\alpha_m = \alpha_0 + \frac{1}{2} (M + N \sin \alpha_0 \operatorname{tg} \delta_0),$$

$$\delta_m = \delta_0 + \frac{1}{2} N \cos \alpha_m,$$

vagy

$$\alpha_m = \alpha - \frac{1}{2} (M + N \sin \alpha \operatorname{tg} \delta),$$

$$\delta_m = \delta - \frac{1}{2} N \cos \alpha_m.$$

Ha α_0 és δ_0 értékét a $t=2000,0$ időpontra adjuk meg, akkor M -et és N -et a következő formulával kaphatjuk meg:

$$M_{2000} = 1,281\,232\,3T + 0,000\,387\,9T^2 + 0,000\,0101T^3$$

és

$$N_{2000} = 0,556\,753\,0T - 0,000\,118\,5T^2 - 0,000\,011\,6T^3, \quad (1.5.20)$$

ahol T a 2000,0-tól eltelt idő Julián Évszázadokban:

$$T = \frac{\text{JD} - 245\,1545,0}{36\,525}.$$

M és N egy évre eső értékét, az úgynevezett *évi precessziós konstansokat*, m -mel és n -nel szokás jelölni. m és n értéke is függ természetesen az időtől. 1985,5-re például az évi precesszió rektaszscenzióban:

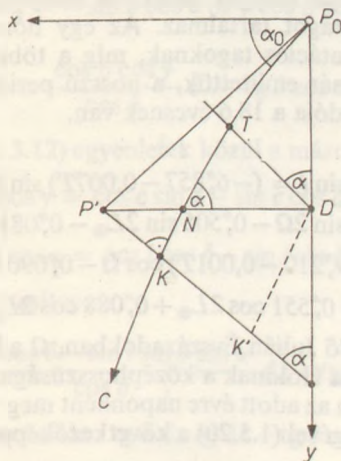
$$m = 0,012\,811\,2 = 3,074\,664,$$

az évi precesszió deklinációban:

$$n = 0^{\circ}005\,5679 = 20''044\,44.$$

Mivel m és n értékének a változása 100 év alatt sem lépi túl a $0''03$ -at, a számítások során többnyire állandónak vehetők. Ilyenkor a precesszió egy évre eső értékét, $\Delta\alpha$ -t és $\Delta\delta$ -t α és δ függvényében készített táblázatokból olvashatjuk ki. [Ilyen táblázat található például a В. К. Абакулин: *Астрономический календарь, Постоянная часть* című könyv (lásd az irodalomjegyzéket) 612—614. oldalain.]

Pontosabb számításokhoz tekintetbe kell venni a *nutáció* hatását is a csillag koordinátáira. A P' valódi ekvatorpólus a precesszió következtében a P_0 közép-ekvatorpólus körül végez mozgást (1.48. ábra). Rajzoljunk egy olyan P_0 középpontú derékszögű koordináta-rendszert, melynek x tengelye mutasson a Υ tavaszpont irányába, y pedig legyen erre merőleges úgy, hogy az x, y rendszer jobb sodrású legyen. Nyilvánvaló, hogy akkor y az ekliptika Π pólusa felé mutat. A vizsgált C csillag szférikus helyét kössük össze P_0 -val és P' -vel is egy-egy főkörrel.



1.48. ábra. A nutációs korrekció kiszámítása

Állítsunk P' -ből a P_0C ívre és az y tengelyre is merőleges főkört. Ezek a merőlegek az íveket rendre a K és D pontokban metszik. A $P_0P'K$, illetve a $P_0P'D$ gömbháromszögek olyan kicsinyek, hogy ezeket síkháromszögekkel közelíthetjük. Legyen $P'D = X$ és $P_0D = Y$. Feladatunk megadni X és Y változását az idő függvényében. Nyilván

$$P_0C = 90^\circ - \delta_0,$$

$$P'C = 90^\circ - \delta,$$

ahol δ_0 a csillag közép-ekvatorpólusra vonatkozó deklinációja, δ pedig a valódi ekvatorpólusra vonatkozó deklináció.

A $\Upsilon PC \sphericalangle = \alpha_0$, a csillag közép-ekvatorpólusra vonatkozó rektaszenciója.

Számítsuk most ki a P_0K szakasz hosszát. Nyilván

$$P_0K = P_0C - P'C = (90^\circ - \delta_0) - (90^\circ - \delta) = \delta - \delta_0.$$

Húzzunk most a D ponton keresztül egy a P_0K -val párhuzamos és egy arra merőleges egyenest. A párhuzamos messe a $P'K$ egyenest a K' pontban, a merőleges pedig

a P_0K ívet a T pontban. Könnyen látható, hogy

$$P_0K = P_0T + TK = P_0T + DK' = Y \sin \alpha_0 + X \cos \alpha_0.$$

Ily módon felírhatjuk, hogy

$$\delta - \delta_0 = X \cos \alpha_0 + Y \sin \alpha_0. \quad (1.5.20)$$

A valódi ekvátorpólus mozgása a közép-ekvátorpólus körül két részből tevődik össze, az x és y irányú mozgásból. Az x irányú mozgás merőleges az ekliptika pólusa felé mutató főkörre, tehát az ekliptikai szélességének $\Delta\psi$ megváltozásától függ. Mint ahogy könnyen látható:

$$X = \Delta\psi \sin i, \quad (1.5.21)$$

ahol i az ekliptika és az ekvátor egymással bezárt szöge. Tekintettel arra, hogy az y tengely az ekliptika Π pólusa felé mutat, az y irányú megváltozás

$$Y = \Delta i. \quad (1.5.22)$$

Mind az x , mind az y irányú mozgás rendkívül bonyolult, és egész sor különböző periódusú és amplitúdójú tagot tartalmaz. Az egy hónapnál hosszabb periódusú tagokat *hosszú periódusú nutációs tagoknak*, míg a többit *rövid periódusú nutációs tagoknak* nevezzük. Mint már említettük, a hosszú periódusú tagok közül a legnagyobb periódusa és amplitúdója a 18,6 évesnek van.

Az égi mechanika szerint

$$\begin{aligned} \Delta\psi \sin i = & (-6,857 - 0,007T) \sin \Omega + \\ & + 0,083 \sin 2\Omega - 0,506 \sin 2L_\odot - 0,081 \sin 2L_\dagger, \end{aligned} \quad (1.5.23)$$

és

$$\begin{aligned} \Delta i = & (+9,210 - 0,001T) \cos \Omega - 0,090 \cos 2\Omega + \\ & + 0,551 \cos 2L_\odot + 0,088 \cos 2L_\dagger, \end{aligned} \quad (1.5.24)$$

ahol T az 1900,0-tól eltelt idő Julián Évszázadokban, Ω a Hold-pálya felszálló csomójának, L_\odot a Napnak és L_\dagger a Holdnak a középhosszúsága. $\Delta\psi$ és Δi értéke egyébként a csillagászati évkönyvekben az adott évre naponként meg van adva.

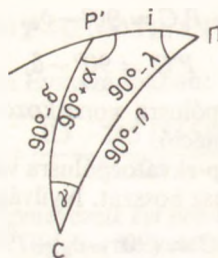
(1.5.21) és (1.5.22) segítségével (1.5.20) a következőképpen is írható:

$$\delta - \delta_0 = \Delta\psi \sin i \cos \alpha_0 + \Delta i \sin \alpha_0. \quad (1.5.25)$$

Számítsuk most ki a rektaszcenzió nutáció miatti megváltozását is. Az a , b , c oldalakkal és α , β , γ szögekkel rendelkező gömbháromszögre igaz a következő összefüggés (lásd pl. К. А. Куликов könyvében, 37. oldal, 17.d formula, lásd irodalomjegyzéket):

$$\sin a \, d\beta = \sin \gamma \, db - \cos a \, \sin \beta \, dc - \sin b \, \cos \gamma \, d\alpha. \quad (1.5.26)$$

Alkalmazzuk azt a formulát az 1.49. ábrán levő gömbháromszögre, ahol P' a valódi



1.49. ábra. A nutációs korrekció kiszámításához használt gömbháromszög

ekvátorpólus, C a csillag szférikus helye, Π pedig az ekliptika pólusa. A gömbháromszög ismert oldalai és szögei a következők:

$$\begin{aligned} a &= P'C = 90^\circ - \delta, \\ b &= \Pi C = 90^\circ - \beta, \\ c &= P'\Pi = i, \\ \alpha &= C\Pi P' \sphericalangle = 90^\circ - \lambda, \\ \beta &= \Pi P' C \sphericalangle = 90^\circ + \alpha, \end{aligned} \quad (1.5.27)$$

ahol α és δ a csillagnak a valódi ekvátorpólusra vonatkozó ekvatoriális koordinátái, β és λ az ekliptikai koordináták, i pedig az egyenlítő és az ekliptika hajlásszöge. Mivel Π a nutáció miatt nem változtatja a helyzetét, nyilván $db = d\beta = 0$. Ily módon (1.5.26) a következő alakot veszi fel:

$$\cos \delta \, d\alpha = -\sin \delta \cos \alpha \, di + \cos \beta \cos \gamma \, d\lambda,$$

vagy

$$d\alpha = \frac{\cos \beta \cos \gamma}{\cos \delta} d\lambda - \operatorname{tg} \delta \cos \alpha \, di. \quad (1.5.28)$$

Használjuk most fel az (1.3.12) egyenletek közül a másodikat:

$$\sin b \cos \gamma = \cos c \sin a - \sin c \cos a \cos \beta,$$

vagyis

$$\cos \beta \cos \gamma = \cos i \cos \delta - \sin i \sin \delta \sin \alpha. \quad (1.5.29)$$

(1.5.29)-et (1.5.28)-ba helyettesítve:

$$\begin{aligned} d\alpha &= \frac{\cos i \cos \delta - \sin i \sin \delta \sin \alpha}{\cos \delta} d\lambda - \operatorname{tg} \delta \cos \alpha \, di = \\ &= (\cos i + \sin i \operatorname{tg} \delta \sin \alpha) d\lambda - \operatorname{tg} \delta \cos \alpha \, di. \end{aligned} \quad (1.5.30)$$

Nyilván $d\lambda = \Delta\psi$ -vel, a hosszúságbeli nutációval, míg $di = \Delta i$ -vel, ha nem hosszú időintervallumot tekintünk. Így (1.5.30)-ból és (1.5.25) felhasználásával:

$$\begin{aligned} \alpha - \alpha_0 &= \Delta\psi (\cos i + \sin i \operatorname{tg} \delta_0 \sin \alpha_0) - \Delta i \operatorname{tg} \delta_0 \cos \alpha_0, \\ \delta - \delta_0 &= \Delta\psi \sin i \cos \alpha_0 + \Delta i \sin \alpha_0. \end{aligned} \quad (1.5.31)$$

Ez utóbbi két formula segítségével lehet a közép-ekvátorpólusra vonatkozó α_0 , δ_0 koordinátákból kiszámítani a valódi ekvátorpólusra vonatkozó α , δ koordinátákat, természetesen $\Delta\psi$ és Δi ismeretében. Mint már említettük, az utóbbiakat a csillagászati évkönyvekből olvashatjuk ki.

Ha a 2000,0 évre vonatkozó α_0 és δ_0 ekvatoriális koordinátákból szándékozunk valamilyen dátumra $1''$ pontossággal a *precessziót* és a *nutációt* együttesen kiszámítani, akkor a következő formulát használhatjuk:

$$\begin{aligned} \alpha &= \alpha_0 + f + g \sin(G + \alpha_0) \operatorname{tg} \delta_0 \\ \delta &= \delta_0 + g \cos(G + \alpha_0), \end{aligned} \quad (1.5.32)$$

és

ahol f , g és G értékét a The Astronomical Almanac aktuális kötetéből olvashatjuk ki.

1.6. A sajátmozgás és a fényelhajlás

Az előző fejezetekben ismertetett tényezőkhöz kívül a csillag koordinátáinak redukciójakor tekintetbe kell még venni a sajátmozgást is. A sajátmozgás elméletéről az 5. fejezetben részletesen fogunk szólni. Itt csak a sajátmozgást, mint korrekciós tényezőt fogjuk tárgyalni. A csillagkatalógusokban megtalálható a csillag rektaszczenzióban és deklinációban mért évi sajátmozgása: μ_α és μ_δ . A μ_α értékét általában időmásodpercben, μ_δ értékét pedig ívmásodpercben adják meg.

Ha egy csillag ekvatoriális koordinátái a t_0 időpillanatban α_0 és δ_0 , akkor a sajátmozgás miatt a t időpillanatban az ekvatoriális koordináták a következők lesznek:

$$\begin{aligned}\alpha &= \alpha_0 + (t - t_0)\mu_\alpha, \\ \delta &= \delta_0 + (t - t_0)\mu_\delta.\end{aligned}\tag{1.6.1}$$

Különösen pontos számítások során a Naphoz közel elhelyezkedő csillagok esetén tekintetbe kell venni a fénynek a Nap gravitációs terében történő elhajlását is. Ennek részleteivel itt nem foglalkozunk, pusztán csak a korrekciós formulát adjuk meg.

Ha a csillagnak a napkorong középpontjától való szögtávolsága E , akkor a $\Delta\alpha$ és $\Delta\delta$ korrekció a következő (lásd pl. The Astronomical Almanac 1985):

$$\begin{aligned}\Delta\alpha &= \frac{0^s000\ 271 \cos \delta_0 \sin (\alpha - \alpha_0)}{(1 - \cos E) \cos \delta}, \\ \Delta\delta &= \frac{0^s004\ 07 [\sin \delta \cos \delta_0 \cos (\alpha - \alpha_0) - \cos \delta \sin \delta_0]}{1 - \cos E},\end{aligned}\tag{1.6.2}$$

ahol α és δ a csillag, α_0 és δ_0 a Nap koordinátái.

Irodalom

- Абакулин, В. К.: *Астрономический календарь. Постоянная часть. Издание седьмое*, Наука, Москва 1981.
- Астрономической Ежегодник на 1983, 1984 год*. Наука, Ленинград.
- Бакулин, П. И., Кононович, Э. В., Морозов, В. И.: *Курс общей астрономии*. Наука, Москва 1974.
- BALÁZS B., FÉNYES I., GÉCZY B., HORVÁTH J.: *Mi az idő?* Gondolat, Budapest 1980.
- DICK, J.: *Grundtatsachen der Spharischen Astronomie*. Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1956.
- Explanatory Supplement to the Astronomical Ephemeris*. Her Majesty's Stationery Office, London 1961.
- Халхунов, В. З.: *Сферическая астрономия*. Наука, Москва 1972.
- Куликов, К. А.: *Курс сферической астрономии. Издание третье*, Наука 1974.
- Подобед, В. В., Нестеров, В. В.: *Общая астрометрия*. Наука, Москва 1975.
- SMART, W. M.: *Text-Book on Spherical Astronomy*. University Press, Cambridge 1931.
- The Astronomical Almanac for the Years 1983, 1984, 1985*. US Government Printing Office, Washington.
- WOOLARD, E. W., CLEMENCE, G. M.: *Spherical Astronomy*. Academic Press, New York and London 1966.
- Загребин, Д. Б.: *Введение в астрометрию*. Наука, Москва, Ленинград 1966.

2. ÉGI MECHANIKA

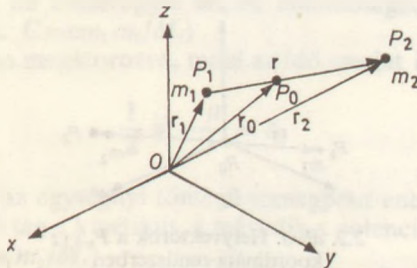
2.1. A kéttest-probléma

2.1.1. Mozgásegyenletek és első integrálok

Az égi mechanika tárgyalását a kéttest-problémával kezdjük. A *kéttest-probléma*: határozzuk meg két, tömegpontnak tekinthető test mozgását, ha rájuk csak a *Newton*-féle kölcsönös gravitációs vonzóerő hat! A kéttest-problémát *NEWTON* fogalmazta meg és oldotta meg először.

A kéttest-probléma jelentőségét az adja, hogy az égitestek mozgása a Naprendszerben jó közelítéssel ennek megfelelően megy végbe, és így például a bolygók és holdak mozgását a kéttest-probléma megoldásával egyrészt egyszerűen leírhatjuk, másfelől a mozgások pontos meghatározásakor a kéttest-probléma viszonylag egyszerű matematikai összefüggéseiből indulhatunk ki.

Írjuk fel a kéttest-probléma mozgásegyenleteit! Legyen P_1 és P_2 a két tömegpontnak feltételezett test, ezek tömege m_1 és m_2 , helyvektoruk egy $Oxyz$ inerciarendszerben \mathbf{r}_1 és \mathbf{r}_2 (2.1. ábra). A *Newton*-féle általános tömegvonzási törvény szerint két



2.1. ábra. Helyvektorok egy $Oxyz$ inerciarendszerben

pontszerű test egymást akkora erővel vonzza, amely egyenesen arányos a testek tömegével, és fordítva arányos a testek közötti távolság második hatványával. A *Newton*-féle mozgásegyenletek így:

$$m_1 \ddot{\mathbf{r}}_1 = k^2 \frac{m_1 m_2}{r^2} \frac{\mathbf{r}}{r}, \quad (2.1.1)$$

$$m_2 \ddot{\mathbf{r}}_2 = -k^2 \frac{m_1 m_2}{r^2} \frac{\mathbf{r}}{r},$$

ahol a pont a t idő szerinti deriválást jelenti, \mathbf{r} a P_2 tömegpont P_1 -hez viszonyított helyvektora:

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1,$$

$r=|\mathbf{r}|$, és k az égi mechanikában használatos Gauss-féle gravitációs állandó (lásd a 2.1.5. fejezetet).

Oldjuk meg a kéttest-probléma mozgásegyenleteit! A megoldást (2.1.1) első integráljainak felhasználásával fogjuk meghatározni. A klasszikus első integrálok: a hat súlypont-, a három impulzusmomentum-, és az energiaintegrál. Először a kéttest-problémát a súlypontintegrálok felhasználásával visszavezetjük az egycentrum-problémára.

A súlypontintegrálokat (2.1.1) egyenleteinek összeadásával, majd idő szerinti két-szeri integrálásával kapjuk:

$$M\dot{\mathbf{r}}_0 = \mathbf{a},$$

$$M\mathbf{r}_0 = \mathbf{a}t + \mathbf{b},$$

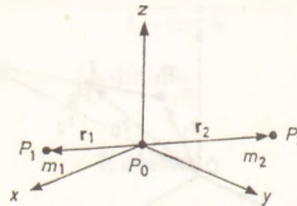
ahol \mathbf{a} és \mathbf{b} konstans vektorok (\mathbf{a} az összipulzus),

$$M = m_1 + m_2,$$

és \mathbf{r}_0 a P_1, P_2 pontok P_0 tömegközéppontjának helyvektora (2.1. ábra):

$$\mathbf{r}_0 = \frac{m_1\mathbf{r}_1 + m_2\mathbf{r}_2}{M}.$$

A súlypontintegrálok szerint a P_0 tömegközéppont a kezdőfeltételektől függően vagy nyugalomban van ($\mathbf{a}=\mathbf{0}$), vagy egyenes vonalú egyenletes mozgást végez ($\mathbf{a}\neq\mathbf{0}$). Mindegyik esetben P_0 -ban felvehető egy az eredetivel ekvivalens inerciarendszer, így P_1 és P_2 mozgását ebben a rendszerben vizsgálhatjuk.



2.2. ábra. Helyvektorok a P_0 -xyz koordináta-rendszerben

Jelentsé a továbbiakban \mathbf{r}_1 és \mathbf{r}_2 a P_1 és P_2 tömegpontok P_0 -hoz viszonyított helyvektorát (2.2. ábra). A P_0 középpontú koordináta-rendszerben $\mathbf{r}_0=\mathbf{0}$, így $m_1\mathbf{r}_1 + m_2\mathbf{r}_2=\mathbf{0}$. Figyelembe véve, hogy $\mathbf{r}=\mathbf{r}_2-\mathbf{r}_1$, innen

$$\mathbf{r}_1 = -\frac{m_2}{M}\mathbf{r},$$

$$\mathbf{r}_2 = \frac{m_1}{M}\mathbf{r}.$$

Ezeket az összefüggéseket (2.1.1)-be helyettesítve, egyszerűsítések után mindkét egyenlet az

$$\ddot{\mathbf{r}} = -\frac{\mu}{r^3}\mathbf{r} \quad (2.1.2)$$

egyenletre vezet, ahol

$$\mu = k^2(m_1 + m_2).$$

Szintén ezt az egyenletet kapjuk, ha P_2 mozgásegyenletéből kivonjuk P_1 -ét. [(2.1.1) második egyenletéből az elsőt]. Ugyanaz az egyenlet határozza meg tehát P_2 és P_1 relatív mozgását, mint P_2 és P_1 P_0 -hoz viszonyított mozgását. E három mozgás tehát egymáshoz hasonló.

(2.1.2) formailag megegyezik az egycentrum-probléma mozgásegyenletével. *Egycentrum-probléma*: határozzuk meg egy m tömegű test mozgását egy rögzített helyzetű m' tömegű test körül, ha a mozgó testre csak a nyugvó test *Newton*-féle gravitációs vonzása hat (mindkét testet tömegpontnak tételezzük fel)! A mozgó test helyvektorát \mathbf{r} -rel jelölve a mozgásegyenlet

$$m\ddot{\mathbf{r}} = -k^2 \frac{mm'}{r^2} \frac{\mathbf{r}}{r}.$$

Az m -mel egyszerűsítve látható, hogy (2.1.2) ezzel megegyezik, ha $m' = m_1 + m_2$. A P_2 a P_1 körül tehát úgy mozog, mint ahogy egy egységnyi tömegű tömegpont kering egy $m_1 + m_2$ tömegű vonzó centrum körül. A kéttest-probléma tehát visszavezethető az egycentrum-problémára. A továbbiakban így elegendő (2.1.2) megoldásával foglalkozni.

Írjuk fel (2.1.2) első integráljait! (2.1.2)-t \mathbf{r} -rel vektoriálisan megszorozva, majd az idő szerint integrálva kapjuk, hogy

$$\mathbf{r} \times \dot{\mathbf{r}} = \mathbf{c}, \quad (2.1.3)$$

ahol \mathbf{c} konstans. (2.1.3) bal oldala az egységnyi tömegű tömegpont impulzusmomentumaként értelmezhető, az összefüggés ennek állandóságát fejezi ki. (A rendszer \mathbf{C} impulzusmomentuma: $\mathbf{C} = \mathbf{c}m_1 m_2 / M$.)

(2.1.2)-t $\dot{\mathbf{r}}$ -tal skalárisan megszorozva, majd az idő szerint integrálva kapjuk, hogy

$$\frac{1}{2} \dot{\mathbf{r}}^2 - \frac{\mu}{r} = h, \quad (2.1.4)$$

ahol h konstans. (2.1.4) az egységnyi tömegű tömegpont energiaintegráljaként értelmezhető, a bal oldali első tag a kinetikus, a második a potenciális energia. (A rendszer H összenergiája: $H = hm_1 m_2 / M$.)

(2.1.3) és (2.1.4) adják a (2.1.2) egyenlet klasszikus első integráljait. Ezek mellett ismeretes még a *Laplace*-integrál is. Levezetéséhez szorozzuk meg (2.1.2)-t vektoriálisan \mathbf{c} -vel:

$$\begin{aligned} \ddot{\mathbf{r}} \times \mathbf{c} &= -\frac{\mu}{r^3} [\mathbf{r} \times \mathbf{c}] = -\frac{\mu}{r^3} [\mathbf{r} \times (\mathbf{r} \times \dot{\mathbf{r}})] = \\ &= -\frac{\mu}{r^3} [(\dot{\mathbf{r}}\dot{\mathbf{r}})\mathbf{r} - (\mathbf{r}\dot{\mathbf{r}})\dot{\mathbf{r}}] = \frac{\mu}{r} \dot{\mathbf{r}} + \left(\frac{\mu}{r}\right)' \mathbf{r} = \left(\frac{\mu}{r}\right)' \mathbf{r}. \end{aligned}$$

Innen idő szerinti integrálással kapjuk, hogy

$$-\frac{\mu}{r} \mathbf{r} + \dot{\mathbf{r}} \times \mathbf{c} = \boldsymbol{\lambda}, \quad (2.1.5)$$

ahol $\boldsymbol{\lambda}$ konstans. (2.1.5) a *Laplace*-integrál, $\boldsymbol{\lambda}$ a *Laplace*-vektor.

A komponensekben kiírt (2.1.3) és (2.1.5) egyenletek (2.1.4)-gyel együtt a (2.1.2) egyenlet hét első integrálját adják. Ezek azonban nem mind függetlenek egymástól, (2.1.5) levezetésére ugyanis (2.1.3) -at is felhasználtuk. A hét első integrál közt két összefüggés áll fenn, így (2.1.2)-nek öt független első integrálja létezik.

Vezessük le az említett két összefüggést! (2.1.5)-öt \mathbf{c} -vel skalárisan megszorozva kapjuk, hogy

$$\lambda \mathbf{c} = 0, \quad (2.1.6)$$

\mathbf{c} ugyanis \mathbf{r} -re és $\dot{\mathbf{r}} \times \mathbf{c}$ -re is merőleges. Másfelől (2.1.5)-öt az

$$\dot{\mathbf{r}} \times \mathbf{c} = \dot{\mathbf{r}} \times (\mathbf{r} \times \dot{\mathbf{r}}) = \dot{\mathbf{r}}^2 \mathbf{r} - (\dot{\mathbf{r}}\dot{\mathbf{r}})\dot{\mathbf{r}}$$

összefüggés felhasználásával a

$$\lambda = -\frac{\mu}{r} \mathbf{r} + \dot{\mathbf{r}}^2 \mathbf{r} - (\dot{\mathbf{r}}\dot{\mathbf{r}})\dot{\mathbf{r}}$$

alakba írva, négyzetre emeléssel kapjuk, hogy

$$\lambda^2 = \mu^2 + \left(\dot{\mathbf{r}}^2 - \frac{2\mu}{r} \right) [\dot{\mathbf{r}}^2 r^2 - (\dot{\mathbf{r}}\dot{\mathbf{r}})^2].$$

Innen a

$$\mathbf{c}^2 = \dot{\mathbf{r}}^2 r^2 - (\dot{\mathbf{r}}\dot{\mathbf{r}})^2$$

összefüggés és (2.1.4) figyelembevételével kapjuk, hogy

$$\lambda^2 = \mu^2 + 2hc^2, \quad (2.1.7)$$

ahol $\lambda = |\lambda|$, $c = |\mathbf{c}|$.

Legyenek \mathbf{c} és λ komponensei c_x, c_y, c_z , illetve $\lambda_x, \lambda_y, \lambda_z$. A (2.1.3), (2.1.4), (2.1.5) integrálokban ez a hat konstans és h szerepel. Ezek közül öt független egymástól, például c_x, c_y, c_z, h és λ valamelyik komponense. Ez az öt adat határozza meg a mozgás pályáját.

2.1.2. A mozgás pályájának meghatározása

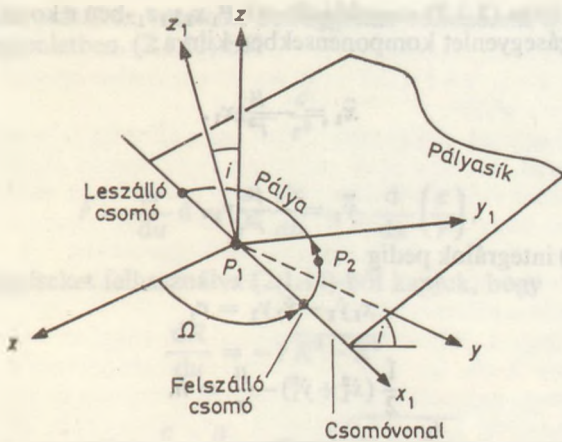
Határozzuk meg a mozgás pályáját! (2.1.3)-at \mathbf{r} -ral skalárisan megszorozva kapjuk, hogy

$$\mathbf{r}\mathbf{c} = 0, \quad (2.1.8)$$

\mathbf{r} és \mathbf{c} tehát egymásra merőleges. Így ha $\mathbf{c} \neq \mathbf{0}$, \mathbf{r} mindig egy a \mathbf{c} vektorra merőleges síkban lesz. A mozgás tehát síkmozgás, (2.1.8) a pályasík egyenlete. Ha $\mathbf{c} = \mathbf{0}$, (2.1.3)-ból következik, hogy a mozgás egyenes vonalú. Ezt az esetet azonban itt nem vizsgáljuk, s a továbbiakban feltesszük, hogy $\mathbf{c} \neq \mathbf{0}$.

Mivel a mozgás egy síkban játszódik le, (2.1.2) megoldását célszerű olyan koordináta-rendszerben vizsgálni, amelynek alapsíkja a pályasík. Egy ilyen rendszer bevezetéséhez először nézzük meg, hogyan lehet a pályasík helyzetét megadni a P_1xyz (derékszögű) koordináta-rendszerben! (Gyakorlati alkalmazásokban például P_1 a Nap, P_2 egy bolygó, P_1xy az ekliptika síkja, P_1x a tavaszpont felé mutat.)

A pályasík helyzetét a P_1xyz koordináta-rendszerben az i és Ω szögekkel adhatjuk meg (2.3. ábra). Közülük i a pályahajlás, a pályasíknak a P_1xy alapsíkkal bezárt szöge. Megállapodás szerint $0^\circ \leq i \leq 180^\circ$. Ω értelmezéséhez vezessük be a *felszálló csomó* fogalmát. Ez az a pont, amelyben P_2 a P_1xy síkot metszi, alulról ($z < 0$) felfelé ($z > 0$)



2.3. ábra. A pályasík helyzetének megadása az i , Ω szögekkel

haladó irányú mozgása során. Ellentétes értelmű a *leszálló csomó*. A két csomóponton áthaladó egyenes a *csomóvonal*. (Ez egyúttal a pályasík és a P_1xy sík metszészvonala.) Ω a felszálló csomó hossza, ez a felszálló csomónak a P_1x tengelytől mért szögtávolsága (a P_1z tengely irányából nézve az óramutató járásával ellenkező irányban mérve); $0^\circ \leq \Omega \leq 360^\circ$.

Az új $P_1x_1y_1z_1$ koordináta-rendszer $P_1x_1y_1$ síkja legyen a pályasík (2.3. ábra), a P_1x_1 tengely mutasson a felszálló csomó felé, a P_1z_1 tengely legyen c -vel egyirányú! A P_1xyz és $P_1x_1y_1z_1$ (jobb sodrású, derékszögű) koordináta-rendszerek közti transzformációs összefüggést két egymást követő, Ω , illetve i szögű elforgatásból (a P_1z , illetve P_1x_1 tengely körül) kapjuk:

$$\begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \Omega & -\cos i \sin \Omega & \sin i \sin \Omega \\ \sin \Omega & \cos i \cos \Omega & -\sin i \cos \Omega \\ 0 & \sin i & \cos i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x_1 \\ y_1 \\ z_1 \end{bmatrix}. \quad (2.1.9)$$

A pályasík helyzetét a c vektor, valamint az i és Ω szögek is egyértelműen meghatározzák. Így ezek egymással kifejezhetők. Mivel c koordinátái P_1xyz -ben (c_x, c_y, c_z) , $P_1x_1y_1z_1$ -ben $(0, 0, c)$, (2.1.9)-ből következik, hogy

$$\begin{aligned} c_x &= c \sin i \sin \Omega, \\ c_y &= -c \sin i \cos \Omega, \\ c_z &= c \cos i. \end{aligned} \quad (2.1.10)$$

Az inverz összefüggések:

$$\begin{aligned} \Omega &= \operatorname{arctg} \left(-\frac{c_x}{c_y} \right), \\ i &= \operatorname{arctg} \left(\frac{\sqrt{c_x^2 + c_y^2}}{c_z} \right). \end{aligned} \quad (2.1.11)$$

Térjünk most vissza (2.1.2) megoldásához! $P_1x_1y_1z_1$ -ben r koordinátái $(x_1, y_1, 0)$. Így a (2.1.2) mozgásegyenlet komponensekben kiírva:

$$\ddot{x}_1 = -\frac{\mu}{r^3} x_1. \quad (2.1.2a)$$

$$\ddot{y}_1 = -\frac{\mu}{r^3} y_1.$$

A (2.1.3) és (2.1.4) integrálok pedig

$$x_1 \dot{y}_1 - \dot{x}_1 y_1 = c, \quad (2.1.3a)$$

és

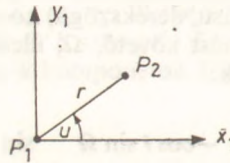
$$\frac{1}{2}(\dot{x}_1^2 + \dot{y}_1^2) - \frac{\mu}{r} = h. \quad (2.1.4a)$$

Mivel a (2.1.2a) mozgásegyenletek differenciálegyenlet-rendszere negyedrendű, és ennek ismerjük két első integrálját, azért (2.1.2a) megoldásának meghatározásához elegendő a (2.1.3a), (2.1.4a) integrálok által szolgáltatott másodrendű differenciálegyenlet-rendszer megoldását meghatározni.

Vezessük be ehhez a pályasíkbeli r, u polárkoordinátákat az

$$x_1 = r \cos u, \quad (2.1.12)$$

$$y_1 = r \sin u$$



2.4. ábra. Az r, u polárkoordináták jelentése

összefüggésekkel (2.4. ábra)! (2.1.3a)-ból és (2.1.4a)-ból kapjuk, hogy

$$r^2 \dot{u} = c, \quad (2.1.13)$$

$$\dot{r}^2 + r^2 \dot{u}^2 = \frac{2\mu}{r} + 2h. \quad (2.1.14)$$

A P_2 tömegpont P_1xyz -beli (x, y, z) derékszögű koordinátái (2.1.9) és (2.1.12) alapján

$$x = r(\cos u \cos \Omega - \sin u \sin \Omega \cos i),$$

$$y = r(\cos u \sin \Omega + \sin u \cos \Omega \cos i), \quad (2.1.15)$$

$$z = r \sin u \sin i.$$

A (2.1.13), (2.1.14) egyenletek megoldását két lépésben fogjuk elvégezni. Először meghatározzuk a pálya alakját, majd a pálya mentén a mozgás időbeli lefolyását.

A pálya meghatározásához vezessük be független változónak a t idő helyett az u szöveget a (2.1.14) egyenletben. (2.1.13)-ből

$$\dot{u} = \frac{c}{r^2},$$

így

$$\dot{r} = \frac{dr}{du} \dot{u} = \frac{c}{r^2} \frac{dr}{du} = -\frac{d}{du} \left(\frac{c}{r} \right).$$

Ezeket az összefüggéseket felhasználva (2.1.14)-ből kapjuk, hogy

$$\frac{dR}{du} = -\sqrt{K^2 - R^2},$$

ahol

$$R = \frac{c}{r} - \frac{\mu}{c}, \quad K = \sqrt{2h + \frac{\mu^2}{c^2}}.$$

Ez az egyenlet a változók szétválasztásával egyszerűen integrálható, s a megoldás

$$R = K \cos(u - \omega),$$

ahol ω integrációs állandó. Visszatérve az eredeti változókra, innen a pálya egyenlete

$$r = \frac{p}{1 + e \cos v}, \quad (2.1.16)$$

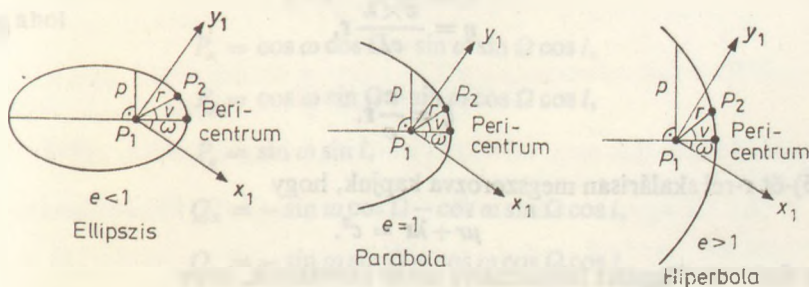
ahol

$$p = \frac{c^2}{\mu}, \quad (2.1.17)$$

$$e = \sqrt{1 + 2h \frac{c^2}{\mu^2}}, \quad (2.1.18)$$

$$v = u - \omega. \quad (2.1.19)$$

(2.1.16) egy p paraméterű, e excentricitású kúpszelet fókális egyenlete. A kúpszelet egyik fókusza P_1 -ben helyezkedik el (2.5. ábra). A v szög elnevezése: *valódi anomália*. Ez P_2 -nek a kúpszelet tengelyétől az óramutató járásával ellenkező irányban mért szögtávolságát jelenti.



2.5. ábra. Pályatípusok

A pálya ellipszis, parabola, vagy hiperbola attól függően, hogy $e < 1$, $e = 1$, $e > 1$. (2.1.18) szerint e a h energiaállandótól és c -től függ. Látható, hogy $h < 0$, $h = 0$, $h > 0$ -nak rendre $e < 1$, $e = 1$, $e > 1$ felel meg. Az ellipszispálya speciális eseteként $e = 0$, a pálya kör, ha $h = -\mu^2/2c^2$.

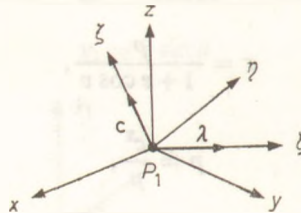
KEPLER az 1600-as évek elején tapasztalati úton állította fel a bolygók mozgására vonatkozó törvényeit. Később ezek segítették NEWTON az általános tömegvonzási törvény felfedezéséhez (1686). A kéttest-problémát a bolygók mozgására alkalmazva érdemes megnézni, hogy az empirikus Kepler-törvények mennyire egyeznek a kéttest-probléma megoldásából adódó pontos összefüggésekkel.

KEPLER első törvénye szerint a bolygók a Nap körül ellipszispályákon keringenek, a Nap ezek egyik fókuszában helyezkedik el.

Imént láttuk, hogy a pálya az energiaállandótól függően valamilyen kúpszelet. A bolygók esetében $h < 0$, így ezek ellipszispályával rendelkeznek. Az üstökösök és újabban a mesterséges égitestek esetében azonban parabola- és hiperbolapályákkal is találkozhatunk. NEWTON a kéttest-problémát megoldva éppen ezáltal tudta az üstökösök mozgását elsőként helyesen értelmezni. Kimutatta, hogy az 1680-ban feltűnt kivételesen nagy és fényes üstökös parabolapályán mozgott.

A másik két Kepler-törvénnyel később foglalkozunk.

A pálya egyenlete a Laplace-integrál felhasználásával is levezethető. Vezessünk be egy $P_1\xi\eta\zeta$ (jobb sodrású, derékszögű) koordináta-rendszert úgy, hogy a $P_1\xi$ tengely λ -val, a $P_1\zeta$ tengely c -vel megegyező irányú legyen (2.6. ábra)! Ekkor a $P_1\eta$ tengely



2.6. ábra. A $P_1\xi\eta\zeta$ koordináta-rendszer

a $c \times \lambda$ irányába mutat, a $P_1\xi\eta$ sík pedig a pályasík. A $P_1\xi\eta\zeta$ és P_1xyz koordináta-rendszerek közti transzformációs összefüggések:

$$\xi = \frac{\lambda}{\lambda} \mathbf{r},$$

$$\eta = \frac{c \times \lambda}{c\lambda} \mathbf{r}, \quad (2.1.20)$$

$$\zeta = \frac{c}{c} \mathbf{r}.$$

(2.1.5)-öt \mathbf{r} -rel skalárisan megszorozva kapjuk, hogy

$$\mu \mathbf{r} + \lambda \mathbf{r} = c^2.$$

(2.1.20) első összefüggését felhasználva innen következik, hogy

$$\mu \mathbf{r} + \lambda \xi = c^2.$$

A

$$\xi = r \cos v, \quad (2.1.21)$$

$$\eta = r \sin v$$

összefüggésekkel áttérve az r, v polárkoordinátákra (lásd a 2.7. ábrát), fenti egyenletből egyszerűen kapjuk a pálya egyenletét:

$$r = \frac{p}{1 + e \cos v},$$

ahol, mint korábban, $p = c^2/\mu$, és

$$e = \frac{\lambda}{\mu}. \quad (2.1.22)$$

A pálya excentricitása tehát a Laplace-vektor hosszával arányos. A Laplace-vektor egyébként meghatározza a pálya nagytengelyének állását is, hiszen a nagytengely a λ irányvektorú $P_1 \xi$ tengelybe esik.

Az r távolság legkisebb $v = 0^\circ$ esetén. A pálya megfelelő pontja a *pericentrum* (lásd a 2.5. ábrát). Ellipszispálya esetén r legnagyobb $v = 180^\circ$ -ra. A pályának ez a pontja az *apocentrum*. (Ugyanezek az elnevezések a bolygók Nap körüli pályája esetében: *perihélium*, *aphélium*, a Hold vagy mesterséges holdak Föld körüli pályája esetén: *perigeum*, *apogeum*.) Az r_p pericentrum- és r_a apocentrum-távolság (2.1.16)-ból

$$r_p = \frac{p}{1 + e},$$

$$r_a = \frac{p}{1 - e}.$$

(2.1.19) szerint $v = 0^\circ$ -ra $u = \omega$. Az ω integrációs állandó tehát megadja a pericentrum szögtávolságát a csomóvonaltól (a $P_1 x_1$ tengelytől). Az ω elnevezése: a *pericentrum argumentuma*.

Mivel a pericentrum helyzetét a Laplace-vektor is megadja (λ a pericentrum irányába mutat), ω a λ komponenseivel kifejezhető. A megfelelő összefüggések levezetéséhez írjuk (2.1.15)-öt (2.1.19) és (2.1.21) felhasználásával az

$$\begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_x & Q_x \\ P_y & Q_y \\ P_z & Q_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \xi \\ \eta \end{bmatrix} \quad (2.1.23)$$

alakba, ahol

$$P_x = \cos \omega \cos \Omega - \sin \omega \sin \Omega \cos i,$$

$$P_y = \cos \omega \sin \Omega + \sin \omega \cos \Omega \cos i,$$

$$P_z = \sin \omega \sin i,$$

(2.1.24)

$$Q_x = -\sin \omega \cos \Omega - \cos \omega \sin \Omega \cos i,$$

$$Q_y = -\sin \omega \sin \Omega + \cos \omega \cos \Omega \cos i,$$

$$Q_z = \cos \omega \sin i.$$

A (2.1.24) kifejezések két vektor, $\mathbf{P}(P_x, P_y, P_z)$ és $\mathbf{Q}(Q_x, Q_y, Q_z)$ komponenseiként tekinthetők. (2.1.20) és (2.1.23) összevetéséből következik, hogy

$$\mathbf{P} = \frac{\lambda}{\lambda} \mathbf{Q}$$

(2.1.24) felhasználásával innen levezethetők a

$$\sin \omega = \frac{-\lambda_x \sin \Omega + \lambda_y \cos \Omega}{\lambda \cos i}, \quad \cos \omega = \frac{\lambda_x \cos \Omega + \lambda_y \sin \Omega}{\lambda} \quad (2.1.25)$$

összefüggések. Ezekből λ ismeretében kiszámítható ω , ha i és Ω is ismertek [ezek c-ből (2.1.10) és (2.1.11) alapján határozhatók meg].

2.1.3. A mozgás időbeli lefolyása

A pálya alakját ismerve határozzuk meg a mozgás időbeli lefolyását a pálya mentén! Mivel a gyakorlati alkalmazásokban leggyakrabban ellipszispályával találkozunk (bolygók, holdak, mesterséges holdak), az összefüggéseket ellipszispálya esetére vezetjük csak le.

Az ellipszis paramétere kifejezhető a

$$p = a(1 - e^2) \quad (2.1.26)$$

alakban, ahol a a fél nagytengely (lásd a 2.7. ábrát). A pálya egyenlete így

$$r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos v}. \quad (2.1.27)$$

A mozgást akkor tekintjük ismertnek, ha bármely időpontban ki tudjuk számítani a P_2 tömegpont pálya menti helyzetét és sebességét. A pályasíkbeli (ξ, η) helykoordinátákat a (2.1.21) szerinti

$$\xi = r \cos v,$$

$$\eta = r \sin v$$

összefüggésekből, a $\dot{\xi}$, $\dot{\eta}$ sebességkoordinátákat pedig az ezekből (2.1.13) és (2.1.19) figyelembevételével adódó

$$\dot{\xi} = -\sin v \sqrt{\frac{\mu}{p}}, \quad (2.1.28)$$

$$\dot{\eta} = (\cos v + e) \sqrt{\frac{\mu}{p}}$$

egyenletekből kaphatjuk meg. Mivel r -et ismerjük v függvényeként, nyilván elegendő v időtől való függését meghatározni.

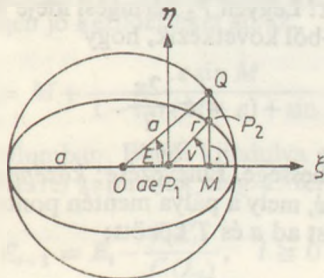
Erre a (2.1.13) egyenletet használhatjuk, amely (2.1.19) figyelembevételével így írható:

$$r^2 \dot{v} = c. \quad (2.1.29)$$

Ennek az összefüggésnek a jelentése: a felületi sebesség állandó. A felületi sebesség

ugyanis $\frac{1}{2} r^2 \dot{v}$. (A c állandó valójában felületi sebesség dimenziójú mennyiség, és csak számértéke egyezik meg a tömegegységre vonatkoztatott impulzusmomentummal.) (2.1.29) így nem más, mint a *második Kepler-törvény*, amely szerint a vezérsugár (a bolygót és a Napot összekötő szakasz) az idővel arányos területeket sűrol, vagyis a felületi sebesség állandó.

(2.1.29) megoldására v helyett új változó bevezetése bizonyult célszerűnek. Húzzunk P_2 -n át a nagytengelyre merőleges egyenest (2.7. ábra)! Ez a nagytengelyt M -ben, az ellipszis főkörét (az O középpont körül a sugárral rajzolt kört) Q -ban metszi. Q -t kössük össze O -val, a keletkező QOP_1 szöveget jelöljük E -vel. E elnevezése: *excentrikus anomália*. Ezt vezetjük be v helyett új változónak.



2.7. ábra. Az E excentrikus anomália jelentése

A v és E közti összefüggés meghatározásához tekintsük a P_1MP_2 és OMQ háromszögeket! Ezekből a P_2 pont (ξ, η) koordinátáira kapjuk, hogy

$$\xi = r \cos v = a(\cos E - e), \quad (2.1.30)$$

$$\eta = r \sin v = a\sqrt{1-e^2} \sin E.$$

(2.1.30)-ból v -t kiküszöbölve kapjuk, hogy

$$r = a(1 - e \cos E). \quad (2.1.31)$$

(2.1.30) és (2.1.31) felhasználásával képezve az $r(1 - \cos v)$, $r(1 + \cos v)$ kifejezéseket, ezek hányadosa a

$$\operatorname{tg} \frac{v}{2} = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \operatorname{tg} \frac{E}{2} \quad (2.1.32)$$

összefüggést adja. Ebből látható, hogy a v és E közti kapcsolat csak e -től függ.

(2.1.30) és (2.1.31) alapján kiszámítható, hogy

$$\frac{dv}{dE} = \frac{\sqrt{1-e^2}}{1-e \cos E}. \quad (2.1.33)$$

(2.1.31) és (2.1.33) felhasználásával (2.1.29)-ben v helyett E -t bevezetve kapjuk, hogy

$$a^2 \sqrt{1-e^2} (1 - e \cos E) \dot{E} = c.$$

Figyelembe véve, hogy (2.1.17) és (2.1.26) szerint

$$c = \sqrt{\mu a(1 - e^2)}, \quad (2.1.34)$$

a fenti egyenlet integrálásával

$$E - e \sin E = n(t - \tau), \quad (2.1.35)$$

ahol

$$n = \mu^{1/2} a^{-3/2}, \quad (2.1.36)$$

és τ integrációs állandó. Mivel $t = \tau$ -ra $E = 0$ és így $v = 0$, τ jelentése: a *pericentrum-átmenet időpontja*.

(2.1.35) a *Kepler-egyenlet*. Elsőként KEPLER vezette le, a bolygók mozgására vonatkozó második törvénye alapján, egyszerű geometriai megfontolással.

Állapítsuk meg n jelentését! Legyen P_2 keringési ideje T . Mivel T idő alatt E értéke 2π -vel változik meg, (2.1.35)-ből következik, hogy

$$n = \frac{2\pi}{T}. \quad (2.1.37)$$

Az n tehát P_2 átlagos szögsebessége. Elnevezése: *középmozgás*. (Meggjegyezzük, hogy P_2 pillanatnyi szögsebessége $\dot{\theta}$, mely a pálya mentén pontról pontra változó.) (2.1.36) és (2.1.37) fontos összefüggést ad a és T között:

$$\frac{a^3}{T^2} = \frac{\mu}{4\pi^2}. \quad (2.1.38)$$

Ez a *harmadik Kepler-törvény* pontos alakja. A KEPLER által megfogalmazott törvény szerint a bolygók Naptól való középtávolságának harmadik hatványa a keringési idő négyzetével osztva minden bolygóra ugyanaz az állandó érték. Mivel

$$\mu = k^2(m_1 + m_2),$$

(2.1.38) szerint az a^3/T^2 arány mindkét égitest tömegétől függ. Mivel a bolygók tömege igen kicsi a Nap tömegéhez képest (még a legnagyobb tömegű Jupiter esetében is a tömegarány csak kb. 0,001), azért (2.1.38)-at a bolygók mozgására alkalmazva annak jobb oldala minden bolygóra jó közelítéssel ugyanaz az állandó érték lesz, így a tapasztalati úton kapott törvényt kapjuk. Nagyobb tömegarányok esetén azonban csak (2.1.38) ad helyes eredményt, így az égi mechanikában a *harmadik Kepler-törvény* alatt mindig a (2.1.38) összefüggést, vagy annak (2.1.36) alatti alakját értik.

A harmadik *Kepler-törvény* egyszerű lehetőséget ad a holdakkal rendelkező bolygók tömegének meghatározására. (2.1.38)-at egy ilyen bolygó—hold, bolygó—Nap párra alkalmazva levezethető a jó közelítést adó

$$\frac{m_B}{m_N} = \left(\frac{T_B}{T_H}\right)^2 \left(\frac{a_H}{a_B}\right)^3$$

összefüggés, ahol az N, B, H indexek rendre a Napra, bolygóra, holdra (lehet mesterséges is) vonatkozó adatokat jelölik. Ebből a keringési idők és a fél nagytengelyek ismeretében meghatározható az m_B/m_N tömegarány.

A *Kepler-egyenletet* az

$$M = n(t - \tau) \quad (2.1.39)$$

középanomália bevezetésével az

$$E - e \sin E = M \quad (2.1.40)$$

alakban is szokás írni.

A mozgás időbeli lefolyása a *Kepler*-egyenlet segítségével határozható meg. Adott t -hez (2.1.39)-ből kiszámítható M , ahhoz (2.1.40)-ből E , majd (2.1.32)-ből v . Az egyetlen problémát a *Kepler*-egyenlet megoldása jelenti. Ez ugyanis transzcendens (az E ismeretlen önmagában és a szinuszfüggvény argumentumában is szerepel), így megoldása csak közelítő módszerekkel lehetséges. A *Kepler*-egyenletnek ezért nincs zárt alakú megoldása, s következésképp a kéttest-problémának sincs az idő explicit függvényeként zárt alakú megoldása. A mozgás koordinátáit az idő explicit függvényeként csak végtelen sorok formájában lehet előállítani.

A *Kepler*-egyenlet megoldására számos eljárást dolgoztak ki. Kis e értékekre ($e < 0,1$) kiinduló közelítésként $E_0 = M$ vagy $E_0 = M + e$ vehető. G. R. SMITH (1979) szerint minden $0 \leq e < 1$ -re igen jó kezdőértéket ad az

$$E_0 = M + \frac{e \sin M}{1 - \sin(M + e) + \sin M}$$

formula a $0 \leq M \leq \pi$ intervallumban. Ebből kiindulva a megoldást legcélszerűbben a *Newton*-féle iterációs módszerrel kaphatjuk meg. Eszerint

$$E_{i+1} = E_i - \frac{f(E_i)}{f'(E_i)}, \quad i \geq 0$$

ahol

$$f(E) = E - e \sin E - M,$$

$$f'(E) = 1 - e \cos E.$$

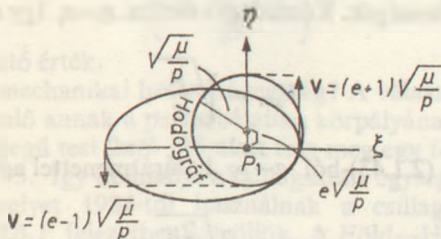
A *Kepler*-egyenlet megoldásával kapcsolatos kérdésekről J. M. A. DANBY és T. M. BURKHARDT (1983), valamint A. W. ODELL és R. H. GOODING (1986) cikkeiben található részletes áttekintés. (A *Kepler*-egyenlet megoldására nézve lásd még a 2.1.8. fejezetet.)

2.1.4. Az elliptikus mozgás sebessége

(2.1.28)-ből v kiküszöbölésével kapjuk, hogy

$$\xi^2 + \left(\dot{\eta} - e \sqrt{\frac{\mu}{p}} \right)^2 = \left(\sqrt{\frac{\mu}{p}} \right)^2. \quad (2.1.41)$$

Ez egy kör egyenlete. Így a pálya különböző pontjaihoz tartozó sebességvektorokat egy pontból felmérve, azok végpontjai egy körön, a sebességhodográfon lesznek (2.8. ábra).



2.8. ábra. A sebességhodográf

(2.1.18)-ből és (2.1.34)-ből c kiküszöbölésével kapjuk, hogy

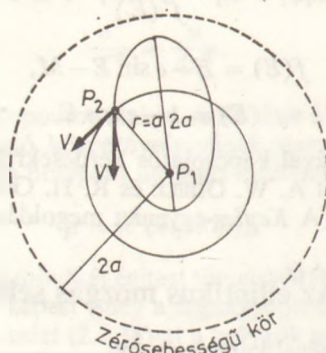
$$a = -\frac{\mu}{2h}. \quad (2.1.42)$$

A pálya fél nagytengelyét tehát az energiaállandó meghatározza.

P_2 sebességének nagyságát V -vel jelölve (2.1.4)-ből és (2.1.42)-ből kapjuk, hogy

$$V^2 = \mu \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right). \quad (2.1.43)$$

(2.1.43) szerint a sebesség nagysága a pálya bármely pontjában csak r -től és a -tól függ. Megfordítva, a -t a pálya bármely pontjához tartozó r és V érték meghatározza. Így P_2 -t a P_1 -től r távolságban V sebességgel különböző irányokba elindítva, azonos fél nagytengelyű pályák alakulnak ki (2.9. ábra). A pálya mérete nem függ a sebesség irányától, ez csak a pálya excentricitását befolyásolja. Bármilyen irányban indítjuk is azonban P_2 -t, az sosem kerülhet ki a P_1 körüli $r=2a$ sugarú gömbön kívülre. $V^2 \geq 0$ miatt ugyanis (2.1.43) szerint $r \leq 2a$. Mivel e gömb felszínét elérve P_2 sebessége 0-ra csökken, azért ezt *zérósebességű gömbnek*, vagy általánosabban *zérósebességű felületnek* nevezik. A zérósebességű felületeknek különösen a háromtest-problémában, a mozgások számára lehetséges tartományok meghatározásában van fontos szerepük.



2.9. ábra. Azonos V kezdősebesség esetén ugyanakkora nagytengelyű pályák jönnek létre. A pálya lapultsága V irányától függ

(2.1.43) alapján egyszerűen megállapíthatók a különféle pályatípusok létrehozásához szükséges kezdősebességek. Körmozgás esetén $r=a$, így a körsebesség

$$V_{\text{kör}} = \sqrt{\frac{\mu}{r}}.$$

A parabolikus sebesség (2.1.43)-ből $a \rightarrow \infty$ határátmenettel adódik:

$$V_{\text{par}} = \sqrt{\frac{2\mu}{r}}.$$

Így P_3 -t a P_1 -től r távolságban az r vektorra merőlegesen V sebességgel elindítva a pálya kör, ellipszis, parabola vagy hiperbola lesz attól függően, hogy $V=V_{\text{kör}}$, $V_{\text{kör}} < V < V_{\text{par}}$, $V=V_{\text{par}}$, $V > V_{\text{par}}$. E kritikus sebességeket mesterséges holdak esetében *első*, illetve *második kozmikus sebességnek* nevezik.

2.1.5. Égi mechanikai mértékegységek

Az égi mechanikában használatos mértékegységek eltérnek a mindennapi életben alkalmazott SI-egységektől. Mivel a vizsgált égitestek méretei és távolságai SI-egységekben kifejezve kényelmetlenül nagyok, az égi mechanikában a következő egységek használata mutatkozott célszerűnek:

- tömegegység: a Nap tömege,
- hosszúságegység: a Föld—Hold rendszer tömegközéppontja Nap körüli pályájának fél nagytengelye,
- időegység: egy középnap.

Ilyen egységek mellett a k gravitációs állandó értékét a (2.1.38)-ból következő

$$k = \frac{2\pi}{T\sqrt{1+m}} \quad (2.1.44)$$

összefüggésből számíthatjuk ki, melyben m a Föld—Hold rendszer össztömege, T a Föld—Hold rendszer tömegközéppontjának Nap körüli keringési ideje. Ezt a számítást GAUSS (1809) végezte el először, és k -ra a

$$k = 0,017\,202\,098\,95$$

értéket kapta. (Megjegyezzük, hogy k^2 dimenziója a G gravitációs állandó dimenziójával egyezik meg, azaz $[\text{hosszúság}]^3 \cdot [\text{tömeg}]^{-1} \cdot [\text{idő}]^{-2}$.)

Nyilvánvaló azonban, hogy mivel (2.1.44) szerint k függ a T -től és m -től, a megfigyelések tökéletesedésével kapott egyre pontosabb T és m értékekkel k -ra mindig más értéket kapnánk. Ez a gyakorlatban számos nehézséggel járna, ugyanis k értékének pontosításával újra és újra ki kellene számítani a bolygó- és holdmozgás-táblázatokat, amelyek k értékén is alapulnak. Azért, hogy erre ne legyen szükség, a Nemzetközi Csillagászati Unió (International Astronomical Union, IAU) 1938-ban úgy határozott, hogy k értékét a GAUSS által számítottak elfogadva egyszer s mindenkorra rögzíti, s helyette a Föld—Hold rendszer tömegközéppontja pályájának fél nagytengelyét tekinti változóznak. Ez tehát többé nem egységnyi, hanem az

$$a = \left(\frac{kT\sqrt{1+m}}{2\pi} \right)^{2/3}$$

összefüggésből számítható érték.

Mi hát akkor az égi mechanikai hosszúságegység? A válasz: a *csillagászati egység* (jele: CSE), amely egyenlő annak a perturbálatlan körpályának a sugarával, amelyen egy elhanyagolható tömegű test $2\pi/k$ idő alatt tesz meg egy fordulatot a Nap körül, ahol $k=0,017\,202\,098\,95$. Így definiálja a csillagászati egységet az IAU-konstansok 1976-os rendszere, amelyet 1984-től használnak a csillagászati számításokban. Az IAU-állandókat a 2.6.1. fejezetben közöljük. A Föld—Hold rendszer tömegközéppontja pályájának fél nagytengelye egyébként 1,000 000 031 CSE.

2.1.6. Efemeriszszámítás

A gyakorlati alkalmazásokban gyakran van szükség arra, hogy kiszámítsuk egy ellipszispályán mozgó égitest (például bolygó) hely- és sebességkoordinátáit a közép-ponti égitesthez (a Naphoz) viszonyítva. Itt egybegyűjtjük azokat az összefüggéseket, amelyek alapján ez a feladat megoldható.

Legyen adott a P_1 , P_2 tömegpontok m_1 és m_2 tömege, továbbá a t_0 időpontban a P_2 tömegpont $\mathbf{r}_0(x_0, y_0, z_0)$ hely-, illetve $\dot{\mathbf{r}}_0(\dot{x}_0, \dot{y}_0, \dot{z}_0)$ sebességvektora a P_1 xyz koordináta-rendszerben. Határozzuk meg egy másik t időpontban P_2 -nek az \mathbf{r} , $\dot{\mathbf{r}}$ hely- és sebességvektorát!

A feladat megoldásához a

$$\mu = k^2(m_1 + m_2),$$

$$\mathbf{c} = \mathbf{r}_0 \times \dot{\mathbf{r}}_0,$$

$$h = \frac{1}{2} \dot{\mathbf{r}}_0^2 - \frac{\mu}{r_0},$$

$$\lambda = -\frac{\mu}{r_0} \mathbf{r}_0 + \dot{\mathbf{r}}_0 \times \mathbf{c}$$

összefüggésekből először meghatározzuk a $\mathbf{c}(c_x, c_y, c_z)$, h , $\lambda(\lambda_x, \lambda_y, \lambda_z)$ integrációs állandókat. Ezek ismeretében kiszámíthatók a koordinátákat megadó kifejezésekben szereplő, és a pályára jellemző mennyiségek. Hat ilyen mennyiséggel találkoztunk, ezek az a fél nagytengely, e excentricitás, i pályahajlás, Ω felszálló csomóhossz, ω pericentrum argumentum, és τ perihéliumátmeneti időpont. Ezeket a mennyiségeket *pályaelemek*nek nevezzük. A pályaelemek a mozgás pályájára jellemző, állandó mennyiségek. Számuk hat, mert az egycentrum-probléma differenciálegyenlet-rendszere hatodrendű, így általános megoldása hat integrációs állandót tartalmaz. A pályaelemek ugyan ω és τ kivételével nem integrációs állandók, közöttük azonban kölcsönösen egyértelmű összefüggések állnak fenn, így a pályaelemek az integrációs állandók szerepét játszhatják. A pályaelemek az integrációs állandókból a következő összefüggések alapján számíthatók ki:

$$a = -\frac{\mu}{2h^2},$$

$$e = \sqrt{1 + 2h \frac{c^2}{\mu^2}},$$

$$\sin i \sin \Omega = \frac{c_x}{c},$$

$$\sin i \cos \Omega = -\frac{c_y}{c},$$

$$\cos i = \frac{c_z}{c}.$$

Az ω és τ maguk is integrációs állandók voltak, ezeket a következő összefüggésekből kaphatjuk meg:

$$\sin \omega = \frac{-\lambda_x \sin \Omega + \lambda_y \cos \Omega}{\lambda \cos i},$$

$$\cos \omega = \frac{\lambda_x \cos \Omega + \lambda_y \sin \Omega}{\lambda},$$

$$\tau = t_0 - \frac{1}{n} (E_0 - e \sin E_0),$$

$$n = \mu^{1/2} a^{-3/2},$$

ahol E_0 -t az

$$r_0 = a(1 - e \cos E_0)$$

egyenlet adja.

A pályaelemek gyakran eleve adottak, így ekkor a fenti összefüggésekre nincs is szükség. Ha már a pályaelemeket ismerjük, a koordinátákat a következő összefüggésekből számíthatjuk ki:

$$E - e \sin E = n(t - \tau),$$

$$\operatorname{tg} \frac{v}{2} = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \operatorname{tg} \frac{E}{2},$$

$$r = a(1 - e \cos E) = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e \cos v},$$

$$\xi = r \cos v,$$

$$\eta = r \sin v,$$

$$\dot{\xi} = -\sin v \sqrt{\frac{\mu}{p}},$$

$$\dot{\eta} = (\cos v + e) \sqrt{\frac{\mu}{p}},$$

$$p = a(1 - e^2),$$

$$x = P_x \xi + Q_x \eta,$$

$$y = P_y \xi + Q_y \eta,$$

$$z = P_z \xi + Q_z \eta,$$

$$\dot{x} = P_x \dot{\xi} + Q_x \dot{\eta},$$

$$\dot{y} = P_y \dot{\xi} + Q_y \dot{\eta},$$

$$\dot{z} = P_z \dot{\xi} + Q_z \dot{\eta},$$

és itt a $\mathbf{P}(P_x, P_y, P_z)$, $\mathbf{Q}(Q_x, Q_y, Q_z)$ vektorok komponenseit a (2.1.24) összefüggések adják.

A gyakorlatban hasznosnak bizonyult az eddigiekben használt pályaelemek egy része helyett mások bevezetése. Így gyakran τ helyett az

$$M = n(t - t_0) + M_0 \quad (2.1.45)$$

összefüggéssel definiált M_0 paramétert használják pályaelemként. M_0 a t_0 epochához tartozó középanómália. Sok esetben ω helyett az

$$\tilde{\omega} = \omega + \Omega \quad (2.1.46)$$

összefüggéssel definiált $\tilde{\omega}$ pericentrum hosszúságot (bolygónál perihélium hosszúság) használják. Az $\tilde{\omega}$ -n alapul a w valódi pálya menti hosszúság:

$$w = v + \tilde{\omega}, \quad (2.1.47)$$

és a λ közepes pálya menti hosszúság:

$$\lambda = M + \tilde{\omega}. \quad (2.1.48)$$

A λ -nak a t_0 epochához tartozó értékét ε -nal szokás jelölni:

$$\varepsilon = M_0 + \tilde{\omega}. \quad (2.1.49)$$

Gyakran alkalmazzák M_0 helyett ε -t pályaelemként.

Mesterséges holdaknál általában (kis e , nagy i) az

$$a, e, i, \omega, \Omega, M_0,$$

bolygók esetén (kis e , kis i) az

$$a, e, i, \tilde{\omega}, \Omega, \varepsilon$$

pályaelemrendszert használják. Megjegyezzük, hogy a w, λ változók és $\tilde{\omega}, \varepsilon$ pályaelemek alkalmazásának előnye az, hogy ezek kezdőpontja a pályától független.

A nagybolygók pályaelemeit a 2.6.2. fejezetben közöljük. Megjegyezzük, hogy a pályaelemek csak a kéttest-problémában állandók, a valóságban a bolygók pályaelemei időben lassan változnak a bolygók kölcsönös perturbációinak hatására (lásd a 2.4. fejezetet).

Gyakran van szükség arra, hogy adott időpontra kiszámítsuk valamely ismert pályaelemekkel rendelkező égitest égi pozícióját (efemeriszszámítás). A pályaelemekből meghatározott x, y, z koordináták ismeretében ez a feladat egyszerűen elvégezhető. Ha például az égitest geocentrikus ekvatoriális koordinátáit (ϱ távolság, α rektasz-cenzió, δ deklináció) akarjuk meghatározni, erre a

$$\varrho \cos \alpha \cos \delta = x + X,$$

$$\varrho \sin \alpha \cos \delta = y + Y, \quad (2.1.50)$$

$$\varrho \sin \delta = z + Z$$

összefüggéseket használhatjuk, ahol X, Y, Z a Nap geocentrikus ekvatoriális, x, y, z az égitest heliocentrikus ekvatoriális koordinátái. A Nap koordinátái a csillagászati évkönyvekből (pl. *Astronomical Almanac*) tetszőleges időpontra megállapíthatók. Az égitest x, y, z koordinátái a már ismert módon kiszámíthatók. Ezzel kapcsolatban azonban egy kiegészítő megjegyzést kell tennünk. Ha az égitest pályaelemei az ekvatoriális koordináta-rendszerben adottak (a, e, τ a koordináta-rendszertől független, i, Ω, ω azonban függ a koordináta-rendszertől), eddigi összefüggéseink alkalmazhatók. Ha viszont az égitest pályaelemei az ekliptikai koordináta-rendszerre vonatkoz-

nak, akkor az ekliptikai koordinátákat át kell transzformálni ekvatoriálisakká. Ennek megfelelően a pályasíkbeli ξ, η koordináták kiszámítása után az x, y, z ekvatoriális koordinátákat az

$$\begin{aligned}x &= A_x \xi + B_x \eta, \\y &= A_y \xi + B_y \eta, \\z &= A_z \xi + B_z \eta\end{aligned}\quad (2.1.51)$$

összefüggések adják, melyekben

$$\begin{aligned}A_x &= P_x, \\A_y &= P_y \cos i - P_z \sin i, \\A_z &= P_y \sin i + P_z \cos i, \\B_x &= Q_x, \\B_y &= Q_y \cos i - Q_z \sin i, \\B_z &= Q_y \sin i + Q_z \cos i,\end{aligned}\quad (2.1.52)$$

és i az ekliptikának az ekvátorhoz való hajlásszöge ($i=23^\circ 26'$, a pontosabb érték adott időpontra szintén a csillagászati évkönyvekből állapítható meg).

2.1.7. Az egycentrum-probléma hatványsor alakú megoldása

A gyakorlati alkalmazásokban — főként a pályaszámításban — gyakran használják a (2.1.2) egyenletnek a t idő hatványai szerint haladó végtelen sor alakú megoldását. Ebben a fejezetben ezt a megoldást egy a Nap körül keringő, elhanyagolható tömegű égitest (kisbolygó, üstökös) mozgására vezetjük le.

Az égi mechanika egységeket használva, és a kisbolygó tömegét elhanyagolva $\mu=k^2$ lesz, így (2.1.2)-ből kapjuk, hogy

$$\ddot{\mathbf{r}} = -\frac{k^2}{r^3} \mathbf{r}.\quad (2.1.53)$$

Legyen

$$s = \frac{1}{r^2},\quad (2.1.54)$$

és vezessük be független változónak t helyett a

$$\Theta = k(t - t_0)\quad (2.1.55)$$

változót, ahol t_0 az epocha. Ekkor (2.1.53)-ból kapjuk, hogy

$$\mathbf{r}'' = -r\mathbf{s},\quad (2.1.56)$$

és itt a vessző a Θ szerinti deriválást jelenti. Θ bevezetésének előnye, hogy egyrészt az egyenlet egyszerűbb alakú, másrészt Θ „lassú változó”: $\Theta=1$, ha $t-t_0=58,13\dots$ nap.

Feltéve, hogy $\Theta=0$ -kor $\mathbf{r}_0 \neq \mathbf{0}$, a $\Theta=0$, $\mathbf{r}=\mathbf{r}_0$ hely környezetében a megoldás előállítható a Θ hatványai szerint haladó, $|\Theta|$ elegendően kis értékeire konvergensek hatványsor formájában:

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 + \mathbf{r}'_0 \Theta + \frac{1}{2!} \mathbf{r}''_0 \Theta^2 + \frac{1}{3!} \mathbf{r}'''_0 \Theta^3 + \dots, \quad (2.1.57)$$

és itt a zérus index azt jelenti, hogy az $\mathbf{r}(\Theta)$ függvény deriváltjait a $\Theta=0$ helyen kell venni.

E sorfejtés együtthatói (2.1.56) felhasználásával egyszerűen kiszámíthatók:

$$\begin{aligned} \mathbf{r}''_0 &= -\mathbf{r}_0 s_0, \\ \mathbf{r}'''_0 &= -\mathbf{r}_0 s'_0 - \mathbf{r}'_0 s_0, \\ &\vdots \end{aligned}$$

Könnyen belátható, hogy az összes derivált kifejezhető \mathbf{r}_0 -val és \mathbf{r}'_0 -vel, valamint s_0 -val és annak deriváltjaival. Így (2.1.57) a következő alakra hozható:

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 F(\Theta) + \mathbf{r}'_0 G(\Theta), \quad (2.1.58)$$

és itt

$$F(\Theta) = 1 - \frac{1}{2} s_0 \Theta^2 - \frac{1}{6} s'_0 \Theta^3 - \frac{1}{24} (s''_0 - s_0^2) \Theta^4 - \dots, \quad (2.1.59)$$

$$G(\Theta) = \Theta - \frac{1}{6} s_0 \Theta^3 - \frac{1}{12} s'_0 \Theta^4 + \frac{1}{120} (s_0^2 - 3s''_0) \Theta^5 + \dots$$

F. R. MOULTON (1923) vizsgálatai szerint e sorfejtések minden t_0 epochára konvergensek, ha

— körmozgásnál:

$$|\Theta| < \infty,$$

— elliptikus mozgásnál:

$$|\Theta| < a^{3/2} \left[\ln \frac{1 + \sqrt{1 - e^2}}{e} - \sqrt{1 - e^2} \right],$$

— parabolikus mozgásnál:

$$|\Theta| < p^{3/2}/3,$$

— hiperbolikus mozgásnál:

$$|\Theta| < a^{3/2} (\sqrt{e^2 - 1} - \operatorname{arctg} \sqrt{e^2 - 1}).$$

Innen következik, hogy kis excentricitások ($e < 0,2$) esetén a konvergenciasugár több száz nap, így a (2.1.58) megoldás a kisbolygók pályaszámításában igen jól alkalmazható. Az $F(\Theta)$, $G(\Theta)$ függvények sorfejtése egyébként P. SCONZO és munkatársai (1965) számítógépes vizsgálata alapján Θ^{27} hatványáig bezárólag ismeretes.

F és G az E excentrikus anomália függvényeként véges formában is előállítható. (2.1.58)-at a pályasíkbeli ξ , η koordinátákkal felírva, (2.1.30), (2.1.35), (2.1.36) felhasználásával levezethető, hogy

$$F = \frac{\cos(E - E_0) - e \cos E_0}{1 - e \cos E_0},$$

$$G = a^{-3/2} [\sin(E - E_0) - e(\sin E - \sin E_0)].$$

2.1.8. Az elliptikus mozgás függvényeinek végtelen sorai

Az alkalmazásokban gyakran van szükség az elliptikus mozgáshoz kapcsolódó függvényeknek az E , M , v változók szerinti trigonometrikus sorfejtéseire. E sorfejtések levezetése és vizsgálata az égi mechanika jól kidolgozott, klasszikus területét képezi. A különféle módszerek és eredmények bemutatására azonban itt nincs lehetőség. Így a következőkben csak az M középanómália szerinti sorfejtésekből közlünk néhányat.

Az M -től függő sorfejtéseknek két típusa van. Az egyikbe az M többszörösei szerint haladó trigonometrikus sorok tartoznak, melyek együtthatói az e excentricitás függvényei. Ezek a sorok minden M -re konvergensek, ha $0 \leq e < 1$, és abszolút konvergensek, ha $0 \leq e < e^*$, ahol

$$e^* = 0,662\ 743\ 419\ 349\ 2\dots$$

a Laplace-határ. Ilyen sorok a következők.

A Kepler-egyenlet megoldása:

$$E = M + \sum_{k=1}^{\infty} \frac{2}{k} J_k(ke) \sin kM,$$

ahol $J_k(ke)$ a ke argumentumú, k -adrendű Bessel-függvény. Ezeket e^7 -ig bezárólag a következő kifejezések adják:

$$J_1(e) = \frac{e}{2} - \frac{1}{2} \left(\frac{e}{2}\right)^3 + \frac{1}{12} \left(\frac{e}{2}\right)^5 - \frac{1}{144} \left(\frac{e}{2}\right)^7 + \dots,$$

$$J_2(2e) = 2 \left(\frac{e}{2}\right)^2 - \frac{8}{3} \left(\frac{e}{2}\right)^4 + \frac{4}{3} \left(\frac{e}{2}\right)^6 - \dots,$$

$$J_3(3e) = \frac{9}{2} \left(\frac{e}{2}\right)^3 - \frac{81}{4} \left(\frac{e}{2}\right)^5 + \frac{729}{80} \left(\frac{e}{2}\right)^7 - \dots,$$

$$J_4(4e) = \frac{32}{3} \left(\frac{e}{2}\right)^4 - \frac{512}{15} \left(\frac{e}{2}\right)^6 + \dots,$$

$$J_5(5e) = \frac{625}{24} \left(\frac{e}{2}\right)^5 - \frac{15\ 625}{144} \left(\frac{e}{2}\right)^7 + \dots,$$

$$J_6(6e) = \frac{324}{5} \left(\frac{e}{2}\right)^6 - \dots,$$

$$J_7(7e) = \frac{117\ 649}{720} \left(\frac{e}{2}\right)^7 - \dots$$

A középponti egyenlítés ($v - M$):

$$v = M + \sum_{k=1}^{\infty} H_k \sin kM,$$

ahol

$$H_k = \frac{2}{k} J_k(ke) + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{2\beta^m}{k} [J_{k-m}(ke) + J_{k+m}(ke)],$$

$$\beta = \frac{e}{1 + \sqrt{1 - e^2}}.$$

A H_k együtthatók e^7 -ig bezárólag:

$$H_1 = 4 \left(\frac{e}{2}\right) - 2 \left(\frac{e}{2}\right)^3 + \frac{5}{3} \left(\frac{e}{2}\right)^5 + \frac{107}{36} \left(\frac{e}{2}\right)^7 + \dots,$$

$$H_2 = 5 \left(\frac{e}{2}\right)^2 - \frac{22}{3} \left(\frac{e}{2}\right)^4 + \frac{17}{3} \left(\frac{e}{2}\right)^6 + \dots,$$

$$H_3 = \frac{26}{3} \left(\frac{e}{2}\right)^3 - \frac{43}{2} \left(\frac{e}{2}\right)^5 + \frac{95}{4} \left(\frac{e}{2}\right)^7 - \dots,$$

$$H_4 = \frac{103}{6} \left(\frac{e}{2}\right)^4 - \frac{902}{15} \left(\frac{e}{2}\right)^6 + \dots,$$

$$H_5 = \frac{1097}{30} \left(\frac{e}{2}\right)^5 - \frac{5957}{36} \left(\frac{e}{2}\right)^7 + \dots,$$

$$H_6 = \frac{1223}{15} \left(\frac{e}{2}\right)^6 - \dots,$$

$$H_7 = \frac{47\,273}{252} \left(\frac{e}{2}\right)^7 - \dots$$

A másik típushoz az e excentricitás hatványai szerinti hatványsorok tartoznak, melyek együtthatói az M középanomália trigonometrikus polinomjai. Ezek a sorok abszolút konvergensek minden M -re, ha $0 \leq e \leq e^*$. Példaként ismét a *Kepler-egyenlet* megoldását mutatjuk be:

$$E = M + \sum_{n=1}^{\infty} e^n E_n(M),$$

ahol

$$E_n(M) = \frac{1}{2^{n-1}} \sum_{i=0}^{\bar{n}} (-1)^i \frac{(n-2i)^{n-1}}{i!(n-i)!} \sin(n-2i)M$$

és \bar{n} az $n/2$ egész része.

További példákra és a problémakör részletes ismertetésére nézve az égi mechanikai kézikönyvekre utalunk (pl. D. BROUWER és G. M. CLEMENCE, 1961).

2.2. Pályaszámítás

2.2.1. Pályaszámítás három megfigyelésből

A pályaszámítás az égitestek pályaelemeinek a megfigyelések alapján történő meghatározásával foglalkozik. A pályaszámítás két fő része: a *közeliő pálya meghatározása* és a *pályahelyesbítés*.

Egy új égitest (például kisbolygó) felfedezésekor először a lehető legkevesebb megfigyelésre támaszkodva egy közeliő pályát határoznak meg, azzal a feltételezéssel, hogy az égitest *Kepler-féle* mozgást (vagyis a kéttest-probléma megoldásának megfelelő mozgást) végez. A pályahelyesbítés során azután ezt a közeliő pályát pontosítják, további megfigyelések felhasználásával. Erre egyrészt azért van szükség, mert az égitest nem végez pontosan *Kepler-féle* mozgást, másrészt a megfigyelések sem tökéletesen pontosak. A pályahelyesbítés módszereit ismert égitestek pályáinak vizsgálatára és további pontosítására is használják.

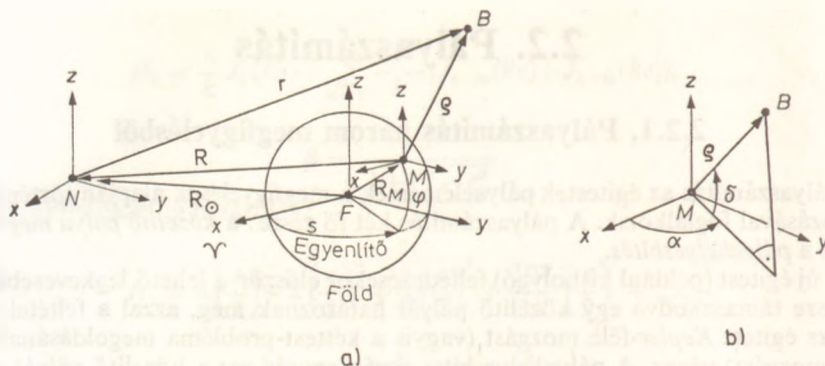
Minimálisan hány megfigyelés szükséges egy égitest pályájának meghatározásához? Ha csak irányméréseket végezhetünk, egy megfigyelés két független adatot szolgáltat: az α rektaszenciót és δ deklinációt. A hat pályaelem meghatározásához hat független adatra, s így legkevesebb három megfigyelésre van szükség. Ez azonban nem mindig elegendő. Mint látni fogjuk, bizonyos esetekben háromnál több megfigyelés szükséges a pályaszámításhoz. Ha az iránymérés mellett távolságmérésre is lehetőség van (például mesterséges holdaknál), egy megfigyelés három független adatot szolgáltat, s ekkor a pálya meghatározását két megfigyelés alapján is elvégezhetjük. A távolságok ismerete esetén tehát a pályaszámítás leegyszerűsödik. Mivel ez az eset speciális esete a három megfigyelésből történő pályaszámításnak, azért csak az utóbbival foglalkozunk.

A pályaszámítás iránt megnyilvánuló hatalmas gyakorlati igény eredményeként igen sok pályaszámítási módszer született. Ezek közül az egyik leghatékonyabbat, a *Gauss-módszert* mutatjuk be, mely természetes és mesterséges égitestekre egyaránt alkalmazható. GAUSS az 1801-ben felfedezett, ám hamarosan szem elől tévesztett első kisbolygó, a *Ceres* pályájának meghatározására dolgozta ki módszerét, olyan sikerrel, hogy annak alapján gyorsan sikerült a kisbolygót ismét megtalálni. GAUSS híres munkája a pályaszámításról (*Theoria motus corporum coelestium*) 1809-ben jelent meg. A pályaszámítás további módszerei iránt érdeklődőknek P. R. ESCOBAL (1965) összefoglaló munkáját ajánljuk.

A *Gauss-módszer* összefüggéseit az egyszerűség kedvéért egy kisbolygóra vezetjük le. Más égitestek esetén a kapott összefüggéseket értelemszerűen módosítani kell. Vizsgáljuk tehát a következő feladatot! A Földről felfedeznek egy kisbolygót. Határozzuk meg ennek Nap körüli pályáját, feltéve, hogy a kisbolygó *Kepler-féle* mozgást végez, és csak iránymegfigyelések állnak rendelkezésünkre!

Helyezkedjék el a megfigyelő a Föld felszínének M pontjában (*2.10a ábra*). Vegyünk fel egy $Nxyz$ heliocentrikus, $Fxyz$ geocentrikus és $Mxyz$ topocentrikus ekvatoriális koordináta-rendszert (az xy sík az ekvátor síkja, az x tengely a tavaszpont felé mutat). Legyen a B kisbolygó helyvektora $Nxyz$ -ben $\mathbf{r}(x, y, z)$, $Mxyz$ -ben $\mathbf{q}(\varrho \cos \alpha \cos \delta, \varrho \sin \alpha \cos \delta, \varrho \sin \delta)$. Itt ϱ a kisbolygó topocentrikus távolsága, α a rektaszenciója, δ a deklinációja (*2.10b ábra*). Legyen a Nap középpontjának helyvektora $Mxyz$ -ben $\mathbf{R}(X, Y, Z)$. Bármely időpontra fennáll a

$$\mathbf{q} = \mathbf{r} + \mathbf{R} \quad (2.2.1)$$



2.10. ábra. a) Koordináta-rendszerek a pályaszámításban.
b) Ekvatoriális ϱ , α , δ koordináták

vektoregyenlet. Komponensekben kiírva

$$\begin{aligned}\varrho \cos \alpha \cos \delta &= x + X, \\ \varrho \sin \alpha \cos \delta &= y + Y, \\ \varrho \sin \delta &= z + Z.\end{aligned}\tag{2.2.2}$$

A (2.2.2) egyenletekben ismeretlen a ϱ távolság és az x , y , z koordinátákon keresztül a hat pályaelem. (2.2.2)-ben az összes többi mennyiség ismertnek vehető. Az α rektaszenziót és δ deklinációt a megfigyelések szolgáltatják. Az X , Y , Z koordináták az

$$\mathbf{R} = \mathbf{R}_{\odot} - \mathbf{R}_M$$

összefüggésből kiszámíthatók. Itt $\mathbf{R}_{\odot}(X_{\odot}, Y_{\odot}, Z_{\odot})$ a Nap középpontjának helyvektora $Fxyz$ -ben. $X_{\odot}, Y_{\odot}, Z_{\odot}$ a csillagászati évkönyvekből bármely időpontra megállapítható. $\mathbf{R}_M(X_M, Y_M, Z_M)$ a megfigyelő helyvektora $Fxyz$ -ben. Meghatározására az

$$X_M = \sin p_{\odot} R_M \cos s \cos \varphi,$$

$$Y_M = \sin p_{\odot} R_M \sin s \cos \varphi,$$

$$Z_M = \sin p_{\odot} R_M \sin \varphi$$

összefüggések alkalmazhatók, ahol $p_{\odot} = 8''794$ a Nap parallaxisa, R_M a megfigyelő geocentrikus távolsága a Föld átlagos egyenlítői sugarával mint egységgel kifejezve, s a megfigyelés helyi csillagideje, φ a megfigyelő helyének földrajzi szélessége. E formulák az \mathbf{R}_M koordinátáit csillagászati egységben (CSE) adják.

Könnyen látható, hogy (2.2.2)-t három megfigyelésre felírva kilenc egyenletet kapunk kilenc ismeretlennel. Ezek: a három topocentrikus távolság és a hat pályaelem. Innen a pályaelemek (általában) meghatározhatók. Az is látható, hogy ha a ϱ távolságokat ismernénk, (2.2.2)-t elegendő lenne két megfigyelésre felírni, az így adódó hat egyenletben csak a hat pályaelem lenne ismeretlen. Innen adódik a pályaelemek meghatározásának általában követett útja, a távolságok, illetve a pályaelemek kiszámításának különválasztása. Három megfigyelés felhasználásával előbb meghatározzuk

a ϱ távolságokat, majd azok ismeretében két megfigyelés alapján a pályaelemeket. A harmadik megfigyelést ekkor a kiszámított pálya helyességének ellenőrzésére használjuk. A három megfigyelésből kapott pályát azután a többi megfigyelés felhasználásával pontosítjuk.

2.2.2. A távolságok meghatározása első közelítésben

Foglalkozzunk először a távolságok meghatározásával! Tegyük fel, hogy a három megfigyelést a $t_1 < t_0 < t_2$ időpontokban végeztük, és ismerjük az ezekhez tartozó $\alpha_1, \delta_1, \alpha_0, \delta_0, \alpha_2, \delta_2$ koordinátákat.

Írjuk fel (2.2.1)-et a t_1, t_0, t_2 időpontokra:

$$\begin{aligned} \varrho_1 &= \mathbf{r}_1 + \mathbf{R}_1, \\ \varrho_0 &= \mathbf{r}_0 + \mathbf{R}_0, \\ \varrho_2 &= \mathbf{r}_2 + \mathbf{R}_2. \end{aligned} \quad (2.2.3)$$

A $\varrho_1, \varrho_0, \varrho_2$ távolságok meghatározásához küszöböljük ki (2.2.3)-ból $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0, \mathbf{r}_2$ -t! Ehhez állapítsuk meg, milyen összefüggés van $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0, \mathbf{r}_2$ között!

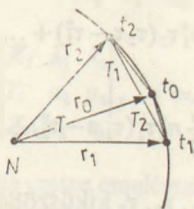
Mivel a kisbolygó a feltevés szerint *Kepler*-féle mozgást végez, $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0, \mathbf{r}_2$ egy síkban vannak. Feltéve, hogy ezek a vektorok mind különbözők, \mathbf{r}_0 kifejezhető $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ -vel:

$$\mathbf{r}_0 = n_1 \mathbf{r}_1 + n_2 \mathbf{r}_2. \quad (2.2.4)$$

Az n_1, n_2 együtthatóknak egyszerű geometriai jelentése van. (2.2.4)-et \mathbf{r}_1 -gyel, illetve \mathbf{r}_2 -vel vektoriálisan megszorozva könnyen belátható, hogy

$$n_1 = \frac{T_1}{T}, \quad n_2 = \frac{T_2}{T}, \quad (2.2.5)$$

ahol T_1, T_2, T rendre az $\mathbf{r}_0, \mathbf{r}_2; \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0; \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ vektorok által kifeszített háromszögek területe (2.11. ábra).



2.11. ábra. T_1, T_2, T jelentése

(2.2.4) abból a megfontolásból is levezethető, hogy a kisbolygó *Kepler*-féle mozgást végez, így pályáját az egycentrum-probléma megoldása adja. (2.1.58) szerint ez kifejezhető az

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 F(\theta) + \mathbf{r}'_0 G(\theta) \quad (2.2.6)$$

alakban, ahol $\mathbf{r}_0, \mathbf{r}'_0$ a t_0 epochához tartozó kezdőértékek, $F(\theta)$ és $G(\theta)$ a $\theta = k(t - t_0)$ független változó hatványai szerint haladó hatványsorok. Alkalmazzuk (2.2.6)-ot

a t_1, t_2 időpontokhoz tartozó $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ kiszámítására. Vezessük be a következő jelöléseket:

$$\begin{aligned}\tau_1 &= k(t_2 - t_0), & \tau_2 &= k(t_0 - t_1), & \tau &= k(t_2 - t_1), \\ F(\tau_1) &= F_1, & F(-\tau_2) &= F_2, \\ G(\tau_1) &= G_1, & G(-\tau_2) &= G_2.\end{aligned}\tag{2.2.7}$$

Ekkor (2.2.6)-ot t_1, t_2 -re felírva kapjuk, hogy

$$\begin{aligned}\mathbf{r}_1 &= \mathbf{r}_0 F_2 + \mathbf{r}'_0 G_2, \\ \mathbf{r}_2 &= \mathbf{r}_0 F_1 + \mathbf{r}'_0 G_1.\end{aligned}$$

Innen \mathbf{r}'_0 -t kiküszöbölve ismét az

$$\mathbf{r}_0 = n_1 \mathbf{r}_1 + n_2 \mathbf{r}_2\tag{2.2.4}$$

összefüggéshez jutunk, ahol most

$$\begin{aligned}n_1 &= -\frac{G_1}{F_1 G_2 - F_2 G_1}, \\ n_2 &= \frac{G_2}{F_1 G_2 - F_2 G_1}.\end{aligned}$$

F és G sorfejtését felhasználva n_1 és n_2 a τ_1, τ_2, τ kis mennyiségek szerint sorba fejthető, és így az

$$n_i = n_i^* + \frac{c_i}{r_0^3} + c_i^*, \quad i = 1, 2\tag{2.2.8}$$

kifejezéshez jutunk, ahol

$$n_i^* = \frac{\tau_i}{\tau}, \quad c_i = \frac{1}{6} \tau_1 \tau_2 (1 + n_i^*), \quad i = 1, 2,$$

$$c_1^* = \frac{1}{4} \frac{r'_0}{r_0^4} n_1^* \tau_2 (\tau_2 \tau - \tau_1^2) + \dots,$$

$$c_2^* = -\frac{1}{4} \frac{r'_0}{r_0^4} n_2^* \tau_1 (\tau_1 \tau - \tau_2^2) + \dots$$

(2.2.4) segítségével (2.2.3)-ból $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0, \mathbf{r}_2$ kiküszöbölhető. Így az

$$n_1 \mathbf{Q}_1 - \mathbf{Q}_0 + n_2 \mathbf{Q}_2 = n_1 \mathbf{R}_1 - \mathbf{R}_0 + n_2 \mathbf{R}_2\tag{2.2.9}$$

egyenlethez jutunk. Ennek koordinátákban való felírásához vezessük be a következő jelöléseket:

$$\lambda_i = \cos \alpha_i \cos \delta_i,$$

$$\mu_i = \sin \alpha_i \cos \delta_i,$$

$$\nu_i = \sin \delta_i, \quad i = 0, 1, 2.$$

Ezek a mennyiségek a megfigyelési adatokból kiszámíthatók. (2.2.9)-ből így azt kapjuk, hogy

$$\begin{aligned} n_1 \lambda_1 \varrho_1 - \lambda_0 \varrho_0 + n_2 \lambda_2 \varrho_2 &= n_1 X_1 - X_0 + n_2 X_2, \\ n_1 \mu_1 \varrho_1 - \mu_0 \varrho_0 + n_2 \mu_2 \varrho_2 &= n_1 Y_1 - Y_0 + n_2 Y_2, \\ n_1 \nu_1 \varrho_1 - \nu_0 \varrho_0 + n_2 \nu_2 \varrho_2 &= n_1 Z_1 - Z_0 + n_2 Z_2. \end{aligned} \quad (2.2.10)$$

A ϱ_1 , ϱ_0 , ϱ_2 távolságok ezekből az egyenletekből határozhatók meg. (2.2.10)-ben látszólag csak ez a három ismeretlen szerepel. Az ismeretlenek száma azonban öt, ugyanis n_1 -et és n_2 -t sem ismerjük. (2.2.8)-ból látható, hogy n_1 és n_2 az ismeretlen r_0 -tól és annak deriváltjaitól függ. Így ϱ_1 , ϱ_0 , ϱ_2 csak iterációs úton határozható meg. Ennek lényege, hogy n_1 , n_2 -re valamilyen kezdőértéket feltételezve megoldjuk (2.2.10)-et ϱ_1 , ϱ_0 , ϱ_2 -re, annak alapján pontosítjuk n_1 , n_2 -t, és újra megoldjuk (2.2.10)-et. Két-három közelítés már elég pontos eredményt ad, de ha nem, az eljárás folytatható.

Első közelítésben legyen

$$n_i = n_i^* + \frac{c_i}{r_0^3}, \quad i = 1, 2, \quad (2.2.11)$$

azaz n_i (2.2.8) alatti sorfejtésében a c_i^* -gal jelölt további tagokat elhanyagoljuk. (2.2.10)-et ϱ_0 -ra megoldva, és n_i -t (2.2.11)-gyel helyettesítve kapjuk, hogy

$$\varrho_0 = P - \frac{Q}{r_0^3}, \quad (2.2.12)$$

ahol

$$P = \frac{D_0 - n_1^* D_1 - n_2^* D_2}{D},$$

$$Q = \frac{c_1 D_1 + c_2 D_2}{D},$$

$$D = \begin{vmatrix} \lambda_0 & \lambda_1 & \lambda_2 \\ \mu_0 & \mu_1 & \mu_2 \\ \nu_0 & \nu_1 & \nu_2 \end{vmatrix},$$

(2.2.13)

$$D_i = \begin{vmatrix} X_i & \lambda_1 & \lambda_2 \\ Y_i & \mu_1 & \mu_2 \\ Z_i & \nu_1 & \nu_2 \end{vmatrix}, \quad i = 0, 1, 2,$$

és feltesszük, hogy $D \neq 0$.

(2.2.3) második egyenletéből négyzetre emeléssel kapjuk, hogy

$$r_0^2 = \varrho_0^2 + 2C\varrho_0 + R_0^2, \quad (2.2.14)$$

ahol

$$C = -(\lambda_0 X_0 + \mu_0 Y_0 + \nu_0 Z_0).$$

A (2.2.12) és (2.2.14) egyenletekben két ismeretlen van: ϱ_0 és r_0 . A P , Q , C együtthatók ismertek (ismert mennyiségekből kiszámíthatók). (2.2.12)-, (2.2.14)-ből ϱ_0 és r_0 iterációval könnyen meghatározható.

Ha ϱ_0 és r_0 már ismert, ϱ_1 , ϱ_2 -t (2.2.10)-ből a (2.2.11) alatti n_1 , n_2 értékek felhasználásával számítjuk ki. (2.2.10) három egyenlete közül azt a kettőt célszerű felhasználni, amelyben a ϱ_1 , ϱ_2 ismeretlenekre vonatkozó egyenletrendszer determinánsa

a legnagyobb. A q_1, q_0, q_2 távolságok ismeretében a q_1, q_0, q_2 vektorok, és (2.2.3)-ból az r_1, r_0, r_2 vektorok is kiszámíthatók.

A (2.2.12) egyenlet $D \neq 0$ esetén érvényes. $D=0$ esetén (2.2.12) helyébe a

$$D_0 - n_1^* D_1 - n_2^* D_2 - \frac{c_1 D_1 + c_2 D_2}{r_0^3} = 0 \quad (2.2.15)$$

egyenlet lép. Mit mondhatunk ekkor a távolságok meghatározásáról? Ha mindegyik $D_i=0$, (2.2.15) azonosan zérus, így r_0, q_0 -ra csak a (2.2.14) egyenletünk van, ez viszont nem elég a távolságok meghatározásához. Ha nem mindegyik $D_i=0$, akkor legalább két D_i nem nulla, és így D_1 és D_2 közül legalább az egyik nem nulla. Ekkor (2.2.15)-ből r_0 , majd (2.2.14)-ből q_0 meghatározható.

A távolságokat tehát $D=D_0=D_1=D_2=0$ esetén nem tudjuk kiszámítani. (2.2.13) szerint ez a feltétel azt jelenti, hogy a q_i és R_i vektorok egy síkban vannak. Mivel az R_i vektorok közelítőleg az ekliptika síkját határozzák meg (az eltérés ettől nagyságrendileg a Nap parallaxiséval egyezik meg), a kisbolygók pályáját akkor nem lehet három megfigyelésből meghatározni, ha azok igen közel vannak az ekliptikához. Ilyen esetekben a pályaszámításhoz legalább négy megfigyelés szükséges.

A távolságok első közelítésben való meghatározása után a megfigyelések időpontját a

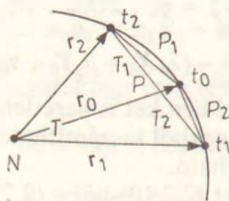
$$t_i^* = t_i - \frac{q_i}{c}, \quad i = 0, 1, 2 \quad (2.2.16)$$

összefüggés alapján korrigálni kell a planetáris aberrációra. Itt q_i az első közelítésben kapott topocentrikus távolság, c a fénysebesség ($1/c=0,005\,775\,6$ középnap/CSE). A fény véges terjedési sebessége miatt ugyanis a kisbolygó t_i időpontban észlelt látzólagos helyzete a t_i^* időponthoz tartozó valódi helyzetével egyezik meg. (2.2.16) már az első közelítésben kapott q_i értékekkel elegendő pontossággal megadja a valódi időpontokat, így ezt a korrekciót többször kiszámítani nem kell. A további számításokat a valódi t_i^* időpontokkal végezzük, gy újra ki kell számítani az ezektől függő $\tau_1, \tau_2, \tau, n_1^*, n_2^*$ mennyiségeket.

2.2.3. A Gauss-egyenletek

A második közelítés kiszámításához először n_1 és n_2 értékét kell javítani. Ennek igen hatékony módját GAUSS találta meg. A következőkben ezt az eljárást ismertetjük.

Tekintsük az r_1, r_0, r_2 vektorok által meghatározott háromszögeket és pályacikketeket (2.12. ábra)! Legyen az $r_1, r_0; r_0, r_2; r_1, r_2$ vektorokhoz tartozó háromszögek,



2.12. ábra. P, P_1, P_2 a pályacikketek területét jelentik

illetve pályacikkék területe rendre T_2, T_1, T , illetve P_2, P_1, P . Képezzük ezekkel a következő arányokat:

$$\eta = \frac{P}{T},$$

$$\eta_1 = \frac{P_1}{T_1}, \quad (2.2.17)$$

$$\eta_2 = \frac{P_2}{T_2}.$$

A második *Kepler-törvény* szerint

$$\frac{P_2}{P} = \frac{t_0 - t_1}{t_2 - t_1} = \frac{\tau_2}{\tau} = n_2^*, \quad (2.2.18)$$

$$\frac{P_1}{P} = \frac{t_2 - t_0}{t_2 - t_1} = \frac{\tau_1}{\tau} = n_1^*.$$

Itt és a továbbiakban t_1, t_0, t_2 a planetáris aberrációra korrigált időpontokat jelöli (a felső * indexet az egyszerűség kedvéért elhagytuk). A (2.2.5), (2.2.17), (2.2.18) összefüggésekből következik, hogy

$$n_1 = n_1^* \frac{\eta}{\eta_1}, \quad (2.2.19)$$

$$n_2 = n_2^* \frac{\eta}{\eta_2}.$$

A második közelítéstől kezdve ezek a formulák használhatók n_1, n_2 értékének javítására. Az itt szereplő η, η_1, η_2 paraméterek az előző közelítésben kapott $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_0, \mathbf{r}_2$ vektorokból egyszerűen kiszámíthatók. Az erre szolgáló egyenletrendszert η -ra vezetjük le, ebből η_1, η_2 egyenleteit a jelölések értelemszerű átírásával kaphatjuk meg.

Határozzuk meg tehát η -t, ha ismerjük a t_1, t_2 időpontokban az $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ heliocentrikus helyvektorokat!

Mivel a kisbolygó felületi sebessége $\frac{1}{2} k \sqrt{p}$, így

$$P = \frac{1}{2} k \sqrt{p} (t_2 - t_1) = \frac{1}{2} \sqrt{p} \tau.$$

Másfelől

$$T = \frac{1}{2} r_1 r_2 \sin(v_2 - v_1),$$

ahol v_2 és v_1 a valódi anomáliák. Így

$$\eta = \frac{\tau \sqrt{p}}{r_1 r_2 \sin(v_2 - v_1)}. \quad (2.2.20)$$

Mivel τ, r_1, r_2 és a $v_2 - v_1$ szög (az $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ vektorok egymással bezárt szöge) ismert, η meghatározása ekvivalens a pálya p paraméterének meghatározásával.

Írjuk fel az

$$r = a(1 - e \cos E)$$

összefüggést a t_1 , t_2 időpontokra, és vegyük ezek összegét:

$$r_1 + r_2 = 2a - ae(\cos E_1 + \cos E_2) = 2a - 2ae \cos \frac{E_2 + E_1}{2} \cos \frac{E_2 - E_1}{2}. \quad (2.2.21)$$

Írjuk fel az

$$E - e \sin E = ka^{-3/2}(t - \tau^*)$$

Kepler-egyenletet (τ^* a perihéliumátmenet időpontja) a t_2 és t_1 időpontra, és képezzük ezek különbségét! Így kapjuk, hogy

$$\begin{aligned} a^{-3/2}\tau &= E_2 - E_1 - e(\sin E_2 - \sin E_1) = \\ &= E_2 - E_1 - 2e \cos \frac{E_2 + E_1}{2} \sin \frac{E_2 - E_1}{2}. \end{aligned} \quad (2.2.22)$$

(2.2.21), (2.2.22) átalakításához szükségünk lesz néhány segédösszefüggésre. A könnyen levezethető

$$\sqrt{r} \sin \frac{v}{2} = \sqrt{a(1+e)} \sin \frac{E}{2},$$

$$\sqrt{r} \cos \frac{v}{2} = \sqrt{a(1-e)} \cos \frac{E}{2}$$

formulák alapján egyszerűen kiszámítható, hogy

$$\sqrt{r_1 r_2} \cos \frac{v_2 - v_1}{2} = a \cos \frac{E_2 - E_1}{2} - ae \cos \frac{E_2 + E_1}{2}, \quad (2.2.23)$$

$$\sqrt{r_1 r_2} \sin \frac{v_2 - v_1}{2} = a \sqrt{1 - e^2} \sin \frac{E_2 - E_1}{2}. \quad (2.2.24)$$

(2.2.23) felhasználásával (2.2.21)-ből és (2.2.22)-ből $e \cos \frac{E_2 + E_1}{2}$ kiküszöbölhető:

$$r_1 + r_2 = 2a + 2\sqrt{r_1 r_2} \cos \frac{v_2 - v_1}{2} \cos \frac{E_2 - E_1}{2} - 2a \cos^2 \frac{E_2 - E_1}{2}, \quad (2.2.25)$$

$$\begin{aligned} a^{-3/2}\tau &= E_2 - E_1 + \frac{2}{a} \sqrt{r_1 r_2} \cos \frac{v_2 - v_1}{2} \sin \frac{E_2 - E_1}{2} - \\ &\quad - 2 \sin \frac{E_2 - E_1}{2} \cos \frac{E_2 - E_1}{2}. \end{aligned} \quad (2.2.26)$$

(2.2.20)-ből a $p = a(1 - e^2)$ összefüggés és (2.2.24) felhasználásával kapjuk:

$$\eta = \frac{\tau}{\sqrt{a} 2 \sqrt{r_1 r_2} \cos \frac{v_2 - v_1}{2} \sin \frac{E_2 - E_1}{2}}$$

Innen a -t kifejezve és (2.2.25)-, (2.2.26)-ba helyettesítve kapjuk az η meghatározására szolgáló Gauss-féle egyenleteket:

$$\eta^3 - \eta^2 = m \frac{2\beta - \sin 2\beta}{\beta \sin^3}, \quad (2.2.27)$$

$$\sin^2 \frac{\beta}{2} = m\eta^{-2} - l,$$

ahol

$$\beta = \frac{E_2 - E_1}{2},$$

és

$$m = \tau^2 \chi^{-3},$$

$$l = \frac{1}{2} \left(\frac{r_1 + r_2}{\chi} - 1 \right), \quad (2.2.28)$$

$$\chi = 2\sqrt{r_1 r_2} \cos \frac{v_2 - v_1}{2},$$

$$\tau = k(t_2 - t_1).$$

A (2.2.27) egyenletrendszerben ismeretlen az η és a β . Az m , l együtthatók a (2.2.28) összefüggések alapján t_1 , t_2 , r_1 , r_2 ismeretében kiszámíthatók.

(2.2.27)-ből η iterációval könnyen meghatározható. Legkényelmesebb a következő eljárás, mely harmadfokú egyenlet megoldása nélkül vezet el a megoldáshoz úgy, hogy η -t egy végtelen lánc tört formájában adja:

$$\xi = \frac{2}{35} x^2 + \frac{52}{1575} x^3 + \dots,$$

$$d = \frac{\frac{11}{9} m}{\frac{5}{6} + l + \xi},$$

(2.2.29)

$$\eta = 1 + \frac{10}{11} \frac{d}{1 + \frac{d}{1 + \dots}},$$

$$x = m\eta^{-2} - l.$$

Első közelítésként $\xi = 0$ vehető. Ezzel kiszámítjuk d -t, majd sorban η -t és x -et és visszatérünk az első egyenletre. Az eljárást addig folytatjuk, amíg η -t elegendő pontossággal meg nem kapjuk.

† (2.2.27) levezetésekor az elliptikus mozgás összefüggéseit használtuk fel. Kimutatható, hogy a Gauss-egyenletek parabolikus és hiperbolikus mozgásra is érvényesek. A (2.2.29) eljárás alkalmazásakor $x > 0$, $x = 0$, $x < 0$ -nak rendre ellipszis-, parabola-, hiperbolapálya felel meg. Megjegyezzük azonban, hogy parabolapálya esetén a pálya

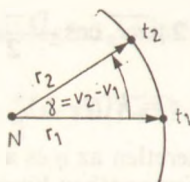
meghatározását célszerű valamilyen más, speciálisan parabolapályára kidolgozott módszerrel végezni.

Az η , η_1 , η_2 mennyiségeket kiszámítva (2.2.19)-ből megkapjuk n_1 , n_2 bizonyíthatóan pontosabb értékeit, melyekkel (2.2.10)-ből meghatározhatjuk a q_1 , q_0 , q_2 távolságokat a második közelítésben. A második közelítést a q_1 , q_0 , q_2 , r_1 , r_0 , r_2 vektorok kiszámításával fejezzük be. Hasonlóan számíthatjuk ki a szükséges további közelítéseket is.

2.2.4. A pályaelemek meghatározása

A távolságok meghatározása után pontosan ismerjük a t_1 , t_0 , t_2 időpontokhoz tartozó r_1 , r_0 , r_2 heliocentrikus helyvektorokat. Ezek közül bármelyik kettőből a pálya kiszámítható. Célszerű a szélső időpontokhoz tartozó két helyvektort (r_1 , r_2) kiválasztani. A középső helyvektort a számítás ellenőrzésére használhatjuk fel: r_0 végpontjának rajta kell lennie az r_1 , r_2 -ből meghatározott pályán.

Adottak tehát a t_1 , t_2 időpontokban az r_1 , r_2 vektorok (2.13. ábra). Határozzuk meg a hozzájuk tartozó ellipszispálya pályaeleit!



2.13. ábra. A pálya r_1 , r_2 -ből meghatározható

Először a pálya p paraméterét számítjuk ki. (2.2.20)-ből

$$p = \left[\frac{\eta r_1 r_2 \sin(v_2 - v_1)}{\tau} \right]^2. \quad (2.2.30)$$

Itt η a Gauss-egyenletekből, $v_2 - v_1 = \gamma$ a

$$\cos \gamma = \frac{x_1 x_2 + y_1 y_2 + z_1 z_2}{r_1 r_2}$$

összefüggésből meghatározható, így p könnyen megkapható.

Az

$$r = \frac{p}{1 + e \cos v}$$

pályaegyenletet a t_1 , t_2 időpontokra felírva kapjuk, hogy

$$r_1 = \frac{p}{1 + e \cos v_1}, \quad (2.2.31)$$

$$r_2 = \frac{p}{1 + e \cos(v_1 + \gamma)}.$$

Innen e és v_1 , majd $v_2 = v_1 + \gamma$ is meghatározható.

A fél nagytengelyt az

$$a = \frac{p}{1 - e^2} \quad (2.2.32)$$

összefüggés adja.

A τ^* perihéliumátmeneti időpont a t_1 vagy t_2 időpontra felírt *Kepler-egyenlet*ből adódik. Például

$$E_1 - e \sin E_1 = ka^{-3/2}(t_1 - \tau^*), \quad (2.2.33)$$

és itt E_1 -et

$$\operatorname{tg} \frac{v_1}{2} = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \operatorname{tg} \frac{E_1}{2}$$

szolgáltatja. Ha τ^* helyett M_0 -ra van szükségünk, ezt

$$M_0 = E_1 - e \sin E_1 - ka^{-3/2}(t_1 - t_0)$$

adja.

Az i , ω , Ω pályaelemek meghatározásakor különbséget kell tennünk aszerint, hogy ekvatoriális vagy ekliptikai pályaelemeket kívánunk kiszámítani. Először meghatározzuk a pályasíkbeli

$$\xi_1 = r_1 \cos v_1,$$

$$\eta_1 = r_1 \sin v_1,$$

$$\xi_2 = r_2 \cos v_2,$$

$$\eta_2 = r_2 \sin v_2$$

koordinátákat.

Ekvatoriális pályaelemek esetén a t_1 , t_2 időpontokra felírt

$$\begin{bmatrix} x_1 \\ y_1 \\ z_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_x & Q_x \\ P_y & Q_y \\ P_z & Q_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \xi_1 \\ \eta_1 \end{bmatrix}, \quad (2.2.34)$$

$$\begin{bmatrix} x_2 \\ y_2 \\ z_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_x & Q_x \\ P_y & Q_y \\ P_z & Q_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \xi_2 \\ \eta_2 \end{bmatrix}$$

összefüggésekből meghatározzuk a P_x , P_y , P_z , Q_x , Q_y , Q_z mennyiségeket. Ezekből (2.1.24) alapján i , ω , Ω kiszámítható.

Ekliptikai pályaelemek esetén az

$$\begin{bmatrix} x_1 \\ y_1 \\ z_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_x & B_x \\ A_y & B_y \\ A_z & B_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \xi_1 \\ \eta_1 \end{bmatrix}, \quad (2.2.35)$$

$$\begin{bmatrix} x_2 \\ y_2 \\ z_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_x & B_x \\ A_y & B_y \\ A_z & B_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \xi_2 \\ \eta_2 \end{bmatrix}$$

összefüggéseket alkalmazzuk. Az A_x , A_y , A_z , B_x , B_y , B_z meghatározása után i , ω , Ω -t (2.1.52) felhasználásával kapjuk.

2.2.5. Pályahelyesbítés

A pályahelyesbítés célja a minimális számú megfigyelésből kapott közelítő pálya pontosítása további megfigyelések felhasználásával. A közelítő pálya teljes pontossággal ugyanis csak azokat a megfigyeléseket elégíti ki, amelyekből ezt számították. Ennek oka egyrészt az, hogy a megfigyelések mindig valamilyen hibával járnak, másrészt az égitest mozgása más égitestek hatására eltér a *Kepler*-féle mozgástól. Így tulajdonképpen olyan *Kepler*-féle pálya, amely valamennyi megfigyelésnek pontosan megfelel, nem létezik.

A pályahelyesbítés során olyan pályát keresünk, amely egy adott időszakhoz tartozó összes megfigyelésnek a legjobban megfelel. A pályahelyesbítés legerőteljesebb módja a *differenciális korrekciók módszere*. Ennek alkalmazásakor azt tesszük fel, hogy a közelítő pályaelemekhez olyan kis korrekciókat kell csak meghatározni, amelyek négyzetei és egymással való szorzatai elhanyagolhatók. Nem biztos persze, hogy ez a feltevés mindig teljesül, adott esetekben sor kerülhet az eljárás ismételt alkalmazására is.

Ha a megfigyelések nem túl nagy pályáivra terjednek ki, megkísérelhetünk ezekre egy *Kepler*-féle pályát illeszteni. Az így kapott „átlagos” pálya jó kiindulópont lehet a további pontosabb vizsgálatok számára. A pontosabb számítások már az égitest mozgásának a többi égitest hatására bekövetkező változásait, perturbációit is figyelembe veszik. A pályahelyesbítés során ilyenkor a feladat olyan pályaelemrendszer levezetése, amelyből adott időpontban pontosan kiszámítható az égitest perturbált mozgása.

A továbbiakban a pályahelyesbítés egyszerűbb esetét vizsgáljuk, a megfigyelésekre a legkisebb négyzetek módszerével ellipszispályát illesztünk. Tegyük fel, hogy n számú megfigyelésünk van, melyeket a t_i ($i=1, 2, \dots, n$) időpontokban végeztünk. A t_i időpontban megfigyelt rektaszcenzió, illetve deklináció legyen α_i^o , illetve δ_i^o (itt az o index az obszervált szó kezdőbetűje). A pályaelemeket ismerve a (2.2.2) összefüggések és az efemeriszszámítás formulái alapján a t_i időpontra kiszámítható az α_i^c rektaszcenzió és δ_i^c deklináció (a c index az angolul írt kalkulált szó kezdőbetűjére utal). A legkisebb négyzetek módszere szerint a pályaelemeket úgy kell megválasztanunk, hogy a számított és megfigyelt égi pozíciók eltéréseinek négyzetösszege minimális legyen, azaz

$$\sum_{i=1}^n \{[\cos \delta_i^o (\alpha_i^c - \alpha_i^o)]^2 + (\delta_i^c - \delta_i^o)^2\} = \text{minimum.} \quad (2.2.36)$$

Tegyük fel, hogy a keresett p_k pályaelemek a minimális számú megfigyelésből kapott p_k^* közelítő pályaelemektől olyan Δp_k mennyiségekben különböznek, melyek négyzetei és egymással való szorzatai elhanyagolhatók:

$$p_k = p_k^* + \Delta p_k, \quad k = 1, \dots, 6. \quad (2.2.37)$$

Az α -t és δ -t mint a pályaelemek függvényét a $p_k = p_k^*$ ($k=1, \dots, 6$) helyen *Taylor*-sorba fejtve és a lineáris tagokra szorítkozva kapjuk, hogy

$$\alpha_i^c = \alpha_i^c|_{p_k=p_k^*} + \sum_{k=1}^6 \left. \frac{\partial \alpha_i}{\partial p_k} \right|_{p_k=p_k^*} \Delta p_k, \quad (2.2.38)$$

$$\delta_i^c = \delta_i^c|_{p_k=p_k^*} + \sum_{k=1}^6 \left. \frac{\partial \delta_i}{\partial p_k} \right|_{p_k=p_k^*} \Delta p_k, \quad (2.2.39)$$

ahol az i index arra utal, hogy az α , δ koordinátákat, illetve a $\partial\alpha/\partial\rho_k$, $\partial\delta/\partial\rho_k$ deriváltakat a $t=t_i$ időpontra kell kiszámítani (a ρ_k^* közelítő pályaelemek alapján).

(2.2.38)-, (2.2.39)-et (2.2.36)-ba helyettesítve a $\Delta\rho_k$ -k meghatározására szolgáló minimumfeltételt kapunk. A minimum szükséges feltétele a (2.2.36) kifejezés $\Delta\rho_k$ -k szerinti parciális deriváltjainak eltűnése. A számításokat elvégezve $\Delta\rho_k$ -k meghatározására a következő egyenletrendszert kapjuk:

$$\sum_{k=1}^6 a_{jk} \Delta\rho_k = a_j, \quad j = 1, \dots, 6, \quad (2.2.40)$$

ahol

$$a_{jk} = \sum_{i=1}^n \left[\cos^2 \delta_i^0 \frac{\partial \alpha_i}{\partial \rho_j} \frac{\partial \alpha_i}{\partial \rho_k} + \frac{\partial \delta_i}{\partial \rho_j} \frac{\partial \delta_i}{\partial \rho_k} \right], \quad (2.2.41)$$

$$a_j = \sum_{i=1}^n \left[\cos^2 \delta_i^0 \frac{\partial \alpha_i}{\partial \rho_j} (\alpha_i^0 - \alpha_i^1) + \frac{\partial \delta_i}{\partial \rho_j} (\delta_i^0 - \delta_i^1) \right],$$

és itt az összes parciális deriváltat, valamint az α_i^0 , δ_i^0 koordinátákat a $t=t_i$ időpontokban a ρ_k^* pályaelemekkel kell kiszámítani. Megjegyezzük, hogy a (2.2.40) egyenletrendszer együttthatóknak kiszámításakor az egyes megfigyeléseket — azok különböző pontossága miatt — súlyozva kell figyelembe venni.

2.2.6. Parciális deriváltak a pályahelyesbítéshez

A (2.2.41) együtthatók meghatározásához szükségünk van az α , δ koordinátáknak a pályaelemek szerinti parciális deriváltjaira. Ebben a fejezetben ezek kiszámításával foglalkozunk.

(2.2.2) szerint α és δ az x , y , z koordinátákon keresztül függ a pályaelemektől. Így

$$\frac{\partial \alpha}{\partial \rho_k} = \frac{\partial \alpha}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial \rho_k} + \frac{\partial \alpha}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial \rho_k} + \frac{\partial \alpha}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial \rho_k}, \quad (2.2.42)$$

$$\frac{\partial \delta}{\partial \rho_k} = \frac{\partial \delta}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial \rho_k} + \frac{\partial \delta}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial \rho_k} + \frac{\partial \delta}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial \rho_k}.$$

Mivel (2.2.2)-ből

$$\alpha = \operatorname{arctg} \frac{y+Y}{x+X},$$

$$\delta = \operatorname{arctg} \frac{z+Z}{\sqrt{(x+X)^2 + (y+Y)^2}},$$

innen könnyen kiszámítható, hogy

$$\frac{\partial \alpha}{\partial x} = -\frac{\sin \alpha}{\rho \cos \delta},$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial y} = \frac{\cos \alpha}{\rho \cos \delta},$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial z} = 0,$$

(2.2.43)

$$\frac{\partial \delta}{\partial x} = -\frac{\cos \alpha \sin \delta}{\rho},$$

$$\frac{\partial \delta}{\partial y} = -\frac{\sin \alpha \sin \delta}{\rho},$$

$$\frac{\partial \delta}{\partial z} = \frac{\cos \delta}{\rho}.$$

Az x , y , z koordinátáknak a pályaelemek szerinti parciális deriváltjai meghatározásához a (2.1.51) összefüggéseket használhatjuk fel, feltéve, hogy ekliptikai pályaelemeket vizsgálunk. [Ekvatoriális pályaelemeknél a (2.1.23) összefüggéseket kell alkalmazni.] Legyenek a pályaelemek: a , e , M_0 , i , ω , Ω . Mivel (2.1.51)-ben ξ , η csak a , e , M_0 -tól, A_x , A_y , A_z , B_x , B_y , B_z csak i , ω , Ω -tól függ, azért

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial x}{\partial p_k} \\ \frac{\partial y}{\partial p_k} \\ \frac{\partial z}{\partial p_k} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_x & B_x \\ A_y & B_y \\ A_z & B_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\partial \xi}{\partial p_k} \\ \frac{\partial \eta}{\partial p_k} \end{bmatrix}, \quad p_k = a, e, M_0, \quad (2.2.44)$$

és

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial x}{\partial p_k} \\ \frac{\partial y}{\partial p_k} \\ \frac{\partial z}{\partial p_k} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial A_x}{\partial p_k} & \frac{\partial B_x}{\partial p_k} \\ \frac{\partial A_y}{\partial p_k} & \frac{\partial B_y}{\partial p_k} \\ \frac{\partial A_z}{\partial p_k} & \frac{\partial B_z}{\partial p_k} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \xi \\ \eta \end{bmatrix}, \quad p_k = i, \omega, \Omega. \quad (2.2.45)$$

A 2.1. fejezet összefüggései alapján levezethető, hogy

$$\frac{\partial \xi}{\partial a} = \frac{\xi}{a} - \frac{3}{2a} (t - t_0) \frac{d\xi}{dt},$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial a} = \frac{\eta}{a} - \frac{3}{2a} (t - t_0) \frac{d\eta}{dt},$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial e} = -a - a \frac{\sin^2 E}{1 - e \cos E},$$

(2.2.46)

$$\frac{\partial \eta}{\partial e} = -\frac{ae}{\sqrt{1-e^2}} \sin E + a \sqrt{1-e^2} \frac{\sin E \cos E}{1 - e \cos E},$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial M_0} = \frac{1}{n} \frac{d\xi}{dt},$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial M_0} = \frac{1}{n} \frac{d\eta}{dt},$$

és itt (kisbolygók esetén)

$$\frac{d\xi}{dt} = -\sin v \frac{k}{\sqrt{a(1-e^2)}},$$

(2.2.47)

$$\frac{d\eta}{dt} = (\cos v + e) \frac{k}{\sqrt{a(1-e^2)}}.$$

(2.1.52), (2.1.24) alapján kiszámítható, hogy

$$\frac{\partial A_x}{\partial i} = \sin \omega \sin \Omega \sin i,$$

$$\frac{\partial A_y}{\partial i} = -\sin \omega \cos \Omega \sin i \cos \iota - \sin \omega \cos i \sin \iota,$$

$$\frac{\partial A_z}{\partial i} = -\sin \omega \cos \Omega \sin i \sin \iota + \sin \omega \cos i \cos \iota,$$

(2.2.48)

$$\frac{\partial B_x}{\partial i} = \cos \omega \sin \Omega \sin i,$$

$$\frac{\partial B_y}{\partial i} = -\cos \omega \cos \Omega \sin i \cos \iota - \cos \omega \cos i \sin \iota,$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial i} = -\cos \omega \cos \Omega \sin i \sin \iota + \cos \omega \cos i \cos \iota,$$

továbbá

$$\frac{\partial A_x}{\partial \omega} = B_x,$$

$$\frac{\partial A_y}{\partial \omega} = B_y,$$

$$\frac{\partial A_z}{\partial \omega} = B_z,$$

(2.2.49)

$$\frac{\partial B_x}{\partial \omega} = -A_x,$$

$$\frac{\partial B_y}{\partial \omega} = -A_y,$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial \omega} = -A_z,$$

és

$$\frac{\partial A_x}{\partial \Omega} = -\cos \omega \sin \Omega - \sin \omega \cos \Omega \cos i,$$

$$\frac{\partial A_y}{\partial \Omega} = A_x \cos i,$$

$$\frac{\partial A_z}{\partial \Omega} = A_x \sin i,$$

(2.2.50)

$$\frac{\partial B_x}{\partial \omega} = \sin \omega \sin \Omega - \cos \omega \cos \Omega \cos i,$$

$$\frac{\partial B_y}{\partial \Omega} = B_x \cos i,$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial \Omega} = B_x \sin i.$$

† A (2.2.42)—(2.2.50) összefüggések alapján a $\partial \alpha / \partial p_k$, $\partial \delta / \partial p_k$ parciális deriváltak bármely pályaelemre és bármely megfigyelés időpontjára kiszámíthatók.

Az itt bemutatott összefüggések a pályahelyesbítésre akkor alkalmazhatók, ha a megfigyelésekre *Kepler*-féle pályát illesztünk. A perturbációk figyelembevételekor az α , δ koordináták és azok parciális deriváltjainak kiszámítására a perturbált mozgás összefüggéseit (vagy numerikus integrálást) kell alkalmazni.

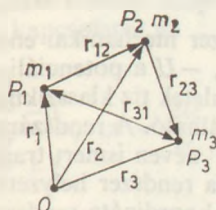
2.3. A háromtest-probléma

2.3.1. Sundman tétele

Az égi mechanika leghíresebb problémája a *háromtest-probléma*: határozzuk meg három, tömegpontnak tekinthető test mozgását, ha rájuk csak a *Newton*-féle kölcsönös gravitációs vonzóerők hatnak! Ez a látszólag egyszerű feladat valójában igen nehéznek bizonyult, s több mint két évszázados kutatómunka ellenére lehetséges megoldásainak összességét ma sem ismerjük.

Csillagászati szempontból a háromtest-probléma jelentőségét az adja, hogy segítségével sok égi mechanikai probléma vizsgálható. Így például a Hold mozgása a Föld körül a Nap perturbáló hatását is figyelembe véve, mesterséges égitestek mozgása a Föld—Hold rendszerben, kisbolygók mozgása a Nap körül a Jupiter perturbáló hatására, hármas csillagrendszerek dinamikai viselkedése stb. mind-mind a háromtest-probléma (és annak speciális esetei) alapján tárgyalható.

Jelölje a három test tömegét m_1, m_2, m_3 , helyvektorukat egy O középpontú inerciarendszerben $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3$ (2.14. ábra). Ekkor a háromtest-probléma mozgásegyenletei:



2.14. ábra. Helyvektorok a háromtest-problémában

$$m_i \ddot{\mathbf{r}}_i = \frac{\partial U}{\partial \mathbf{r}_i}, \quad i = 1, 2, 3, \quad (2.3.1)$$

ahol U az égi mechanikában használatos erőfüggvény (a potenciális energia -1 -szerese):

$$U = k^2 \left(\frac{m_1 m_2}{r_{12}} + \frac{m_2 m_3}{r_{23}} + \frac{m_3 m_1}{r_{31}} \right), \quad (2.3.2)$$

$$\frac{\partial U}{\partial \mathbf{r}_i} = \left(\frac{\partial U}{\partial x_i}, \frac{\partial U}{\partial y_i}, \frac{\partial U}{\partial z_i} \right),$$

\mathbf{r}_{ij} -k a relatív helyvektorok:

$$\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i,$$

és $r_{ij} = |\mathbf{r}_{ij}|$.

A (2.3.1) differenciálegyenlet-rendszer tizennyolcadrendű. Kimutatható, hogy (2.3.1) egy hatodrendű rendszerre redukálható. A rendszám először is a klasszikus első integrálok felhasználásával tízzel csökkenthető. (2.3.1) első integráljai:

Súlypontintegrálok:

$$\sum_{i=1}^3 m_i \dot{\mathbf{r}}_i = \mathbf{a}, \quad (2.3.3)$$

$$\sum_{i=1}^3 m_i \mathbf{r}_i = \mathbf{a}t + \mathbf{b},$$

ahol \mathbf{a} és \mathbf{b} konstans vektorok. (2.3.3) azt fejezi ki, hogy a rendszer tömegközéppontja (külső erők hiányában) egyenes vonalú egyenletes mozgást végez (ha $\mathbf{a} \neq \mathbf{0}$), vagy nyugalomban van (ha $\mathbf{a} = \mathbf{0}$).

Impulzusmomentum-integrál:

$$\sum_{i=1}^3 \mathbf{r}_i \times m_i \dot{\mathbf{r}}_i = \mathbf{c}, \quad (2.3.4)$$

ahol \mathbf{c} konstans vektor, a rendszer impulzusmomentuma.

Energiaintegrál:

$$\frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 m_i \dot{\mathbf{r}}_i^2 - U = h, \quad (2.3.5)$$

ahol h konstans. (2.3.5) a rendszer mechanikai energiájának állandóságát fejezi ki, a bal oldali első tag a kinetikus, $-U$ a potenciális energia.

Fenti integrálok a (2.3.1) egyenletek tíz klasszikus első integrálját jelentik. Ezekkel (2.3.1) rendszáma nyolcra redukálható. A rendszám még további kettővel csökkenthető a „csomóvonal eliminálása” néven ismert transzformációval és az idő eliminálásával. (Kimutatható, hogy ha a rendszer helyzetét jellemző koordináták egyikéül a három tömegpont síkjának a koordináta-rendszer alapsíkjával alkotott metszészvonala, vagyis a „csomóvonal” és egy alapsíkbeli kezdőirány közti szöget választjuk, akkor ez ciklikus koordináta lesz.) Az így adódó hatodrendű rendszer levezetése egyáltalán nem triviális feladat, s a háromtest-problémával foglalkozó korai irodalomnak ez volt az egyik fő témaköre.

A (2.3.3)–(2.3.5) integrálok a koordináták és a sebességek algebrai függvényei. A háromtest-probléma vizsgálata során sokan próbálkoztak azzal, hogy további, ezektől független algebrai integrálok találjanak. H. BRUNS (1887) azonban bebizonyította, hogy a háromtest-problémának a tíz klasszikus integráltól független algebrai első integrálja nem létezik. H. POINCARÉ (1889) szerint transzcendens első integrálok sem léteznek, melyek a koordináták egyértékű függvényei lennének. Mivel a háromtest probléma megoldásához még további hat első integrálra lenne szükség, azért a háromtest-probléma formális integrálása — jelenlegi ismereteink szerint — nem lehetséges.

A háromtest-probléma általános megoldását így csak végtelen sorok segítségével lehet előállítani. Az ilyen típusú megoldás esetében a fő probléma az, hogy sikerül-e a sorfejtések konvergenciáját minden $-\infty < t < +\infty$ -re biztosítani? Ezt a feladatot a háromtest-probléma esetében K. F. SUNDMAN (1912) finn csillagásznak sikerült megoldania, aki konvergens hatványsorok formájában megadta a háromtest-probléma általános megoldását.

(2.3.1) megoldása során a tömegpontok közötti ütközések okozzák a legnagyobb nehézséget. Ütközéskor ugyanis valamelyik $\mathbf{r}_{ij} = 0$, s az ilyen pontokban (2.3.1)-nek zingularitása van. Három tömegpont esetén hármas és kettős ütközések lehetségesek. Három tömegpont véges időben történő ütközéséhez az szükséges, hogy a rendszer

impulzusmomentuma nulla legyen: $c=|c|=0$. Ez nem elégséges feltétel, $c=0$ -ból nem következik, hogy a három tömegpont szimultán ütközése be is következik. SUNDMAN egy tétele szerint $c=0$ csak úgy lehetséges, ha a három tömegpont mozgása mindig ugyanabban az állandó síkban történik. A hármas ütközés kizárásához tehát fel kell tételezni, hogy $c \neq 0$. Ekkor azonban még előfordulhatnak kettős ütközések. SUNDMAN bebizonyította, hogy $c \neq 0$ esetén tetszőleges véges időintervallumban csak véges számú kettős ütközés lehetséges. Másképp megfogalmazva, az egymást követő kettős ütközések időpontjainak sorozata nem tarthat véges határértékhez. SUNDMANNAK nem sikerült olyan feltételeket adnia, amelyek a kettős ütközéseket kizárnák. Egy alkalmas új független változó bevezetésével azonban sikerült a (2.3.1) egyenleteket az összes lehetséges kettős ütközésre nézve regularizálni, vagyis az egyenleteket olyan alakra transzformálni, amelyeknek már nincs az ütközések miatt szingularitása. Az így nyert reguláris egyenletekre azután már alkalmazható a Cauchy-féle alaptétel, amely biztosítja a megoldás egzisztenciáját. Ezeket az eredményeket foglalja össze SUNDMAN tétele.

SUNDMAN tétele: Ha a háromtest-problémában a rendszer impulzusmomentuma nullától különböző ($c \neq 0$), akkor a három tömegpont baricentrikus derékszögű koordinátái és kölcsönös távolságai az ω független változó (lásd alább) hatványai szerint haladó hatványsorba fejthetők. Ezek a sorok $|\omega| < 1$ esetén abszolút konvergens, és a tömegpontok mozgását minden időpontban meghatározzák.

A t idő és az ω változó közti kapcsolatot az

$$\omega = \frac{e^{\frac{\pi s}{2\Omega}} - 1}{e^{\frac{\pi s}{2\Omega}} + 1}, \quad s = \frac{2\Omega}{\pi} \ln \frac{1 + \omega}{1 - \omega}, \quad (2.3.6)$$

$$s = \int_{t_0}^t (U + 1) dt, \quad dt = (U + 1)^{-1} ds, \quad (2.3.7)$$

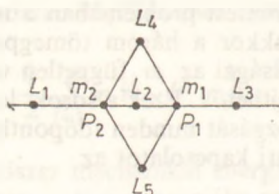
összefüggések adják, ahol U az erőfüggvény, t_0 a kezdőidőpont, Ω pedig a tömegek és a kezdőfeltételek által meghatározott, adott összefüggésekből kiszámítható pozitív állandó.

Mivel a (2.3.6) transzformáció a $-1 < \omega < 1$ tartományt kölcsönösen egyértelműen a $-\infty < s < +\infty$ végtelen intervallumra, ez utóbbit pedig (2.3.7) kölcsönösen egyértelműen a $-\infty < t < +\infty$ végtelen intervallumra képezi le, azért a Sundman-féle sorok minden t -re konvergens.

Sajnos azonban a Sundman-féle sorok konvergenciája hihetetlenül lassú. D. BELORITZKY (1933) mutatta ki, hogy például ahhoz, hogy három egyenlő tömeg esetén (a konvergencia szempontjából legkedvezőbb esetben) a tömegpontok koordinátáit kb. 2 hónappal előre 0,1-os pontossággal meghatározzuk, a Sundman-féle soroknak több mint 10^{80000} tagját kellene összegeznünk! A Sundman-féle sorok így a gyakorlatban nem alkalmazhatók, segítségükkel a háromtest-probléma lehetséges megoldásaira következtetni nem lehet. Így SUNDMAN megoldása csupán elvi jelentőségű, amelynek értékét azonban emeli, hogy háromnál több test esetén (n -test-probléma, $n > 3$) hasonló eredmény nem ismeretes.

2.3.2. A Lagrange-féle megoldások

A háromtest-problémának öt olyan partikuláris megoldása létezik, melyek tetszőleges tömegek esetén érvényesek. Ezek a nevezetes *Lagrange-féle megoldások*. J. L. LAGRANGE (1772) a háromtest-probléma megoldását azzal a feltevéssel kereste, hogy a három tömegpont kölcsönös távolságainak aránya állandó, vagyis a három tömegpont konfigurációja a mozgás során önmagához állandóan hasonló marad. LAGRANGE öt ilyen megoldást talált (2.15. ábra). Két esetben a három tömegpont mindig egy egyenlő oldalú háromszög csúcaiban helyezkedik el, három esetben pedig a tömegpontok mindig egy egyenesen vannak. Ez utóbbi egyenes vonalú megoldásokat már L. EULER (1767) felfedezte, aki azt a kérdést vizsgálta, lehetséges-e a három tömegpont olyan mozgása, amelynek során azok mindig egy egyenesen maradnak. A *Lagrange-féle* általánosabb tárgyalásmód alapján azonban később mind az öt megoldást LAGRANGE nevéhez kapcsolták.

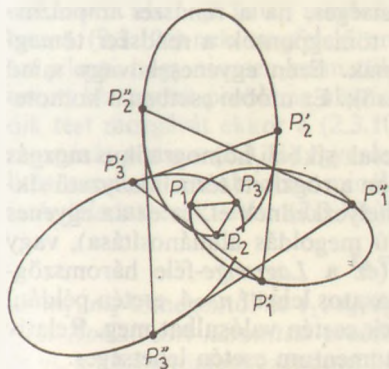


2.15. ábra. A *Lagrange*-megoldások. A P_1 , P_2 tömegpontok mellé a P_3 tömegpontot az L_1 *Lagrange*-pontok valamelyikébe helyezve valósulhat meg önmagához hasonló konfigurációjú mozgás

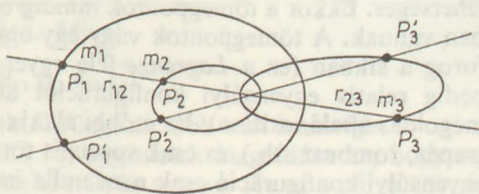
LAGRANGE szerint ezek a megoldások tetszőleges tömegek esetén csak úgy lehetségesek, ha bármelyik tömegpontra ható eredő vonzóerő átmegy a rendszer tömegközéppontján, az egyes testek gyorsulásai egyenesen arányosak a tömegközépponttól való távolságukkal, a kezdeti sebesség- és rádiuszvektorok közti szög mindegyik testnél ugyanakkora, s a kezdősebességek nagysága egyenesen arányos a tömegközépponttól mért távolsággal. Ha ezek a feltételek teljesülnek, az egyes tömegpontok a rendszer tömegközéppontjához és egymáshoz képest (a kezdőfeltételektől függő) kúpszelet alakú pályán *Kepler-féle* mozgást végeznek úgy, hogy eközben minden pillanatban vagy egy egyenlő oldalú háromszög csúcait alkotják (2.16 ábra), vagy egy egyenes fektethető rajtuk keresztül (2.17 ábra). Ha a három test a *Kepler-féle* mozgás speciális eseteként egyenletes körmozgást végez, a *Lagrange-féle* megoldásokat *egyensúlyi megoldásoknak* nevezik. Ekkor ugyanis a három test nyugalomban van egy a körmozgásnak megfelelő szögsebességgel forgó koordináta-rendszer tengelyeihez képest.

Kimutatható, hogy a háromszögmegoldás esetén a tömegközépponthoz viszonyított mozgást meghatározó mozgásegyenlet például az m_1 tömegű testre:

$$\ddot{\mathbf{r}}_1 + \frac{k^2 M_1}{r_1^3} \mathbf{r}_1 = 0, \quad (2.3.8)$$



2.16. ábra. A Lagrange-féle egyenlő oldalú háromszögmegoldás



2.17. ábra. A Lagrange-féle egyenes vonalú megoldás

ahol \mathbf{r}_1 a baricentrikus helyvektor és

$$\bar{M}_1 = \frac{(m_2^2 + m_3^2 + m_2 m_3)^{3/2}}{(m_1 + m_2 + m_3)^2}.$$

Analóg egyenletek érvényesek a másik két test mozgására is.

Az egyenes vonalú megoldás esetén a három tömegpont egymáshoz viszonyított távolságainak az aránya a tömegektől függ. Legyen a pontok sorrendje m_1, m_2, m_3 (2.17 ábra) és jelölje x az r_{23} és r_{12} távolságok arányát:

$$x = \frac{r_{23}}{r_{12}}.$$

Ez az arány a következő ötödfokú egyenletből határozható meg:

$$(m_1 + m_2)x^5 + (3m_1 + 2m_2)x^4 + (3m_1 + m_2)x^3 - (3m_3 + m_2)x^2 - (2m_2 + 3m_3)x - (m_2 + m_3) = 0. \quad (2.3.9)$$

A Descartes-féle előjelszabály alapján megállapítható, hogy (2.3.9)-nek csak egy pozitív valós gyöke van, az egyenlet együtthatói ugyanis csak egyszer váltanak előjelet. Így a három testnek az m_1, m_2, m_3 sorrendben csak egyféle elrendezése lehetséges. A három test egy egyenesen még az m_1, m_3, m_2 és m_2, m_1, m_3 sorrendben is elhelyezkedhet. Ezekben az esetekben a távolságok aránya a (2.3.9)-cel analóg, a tömegek értelemszerű felcserélésével kapott egyenletekből határozható meg.

A Lagrange-féle megoldásokban a három tömegpont konfigurációja a mozgás során mindig önmagához hasonló marad. Az ilyen mozgásokat *homografikus mozgásoknak* nevezik. Homografikus mozgások nemcsak a három-, hanem az n -test-problémában ($n > 3$) is megvalósulhatnak. A homografikus megoldásokkal kapcsolatban végzett igen kiterjedt kutatásokról Y. HAGIHARA (1970) munkájában található összefoglaló áttekintés.

A homografikus mozgások rotációból és (vagy) dilatációból tevődnek össze. Ha a tömegpontok konfigurációja csak dilatál, a *mozgás homotetikus*. Ha a tömegpontok konfigurációja csak rotál, *relatív egyensúlyi megoldásról* beszélünk.

Homotetikus mozgás akkor és csak akkor lehetséges, ha a rendszer impulzusmomentuma nulla. Homotetikus mozgás esetén a tömegpontok a rendszer tömegközéppontján áthaladó egyenesek mentén mozognak. Ezen egyenesek vagy mind ugyanabban a síkban vannak, vagy nem egy síkba esők. Ez utóbbi esetben a homotetikus mozgás térbeli.

Ha a rendszer impulzusmomentuma nem nulla, csak síkbeli homografikus mozgás lehetséges. Ekkor a tömegpontok mindig ugyanabban a rögzített térbeli helyzetű síkban vannak. A tömegpontok vagy egy egyenesen helyezkednek el, és ez az egyenes forog a síkban (ez a *Lagrange*-féle egyenes vonalú megoldás általánosítása), vagy pedig relatív egyensúlyi konfigurációt alkotnak (ez a *Lagrange*-féle háromszögmegoldás általánosítása). Ez utóbbi alakja igen változatos lehet ($n=4$ esetén például trapéz, rombusz stb.), és csak speciális tömegértékek esetén valósulhat meg. Relatív egyensúlyi konfiguráció csak nem nulla impulzusmomentum esetén lehetséges.

2.3.3. Korlátozott háromtest-probléma

A háromtest-problémára irányuló kutatások túlnyomó többségét a különféle speciális esetek vizsgálata képezi. A legnagyobb irodalma az úgynevezett *korlátozott háromtest-problémának* van. Ebben az egyik test tömegét olyan kicsinek tételezik fel, hogy az semmilyen hatást sem fejt ki a másik két testre, amelyek a közös tömegközéppontjuk körül körpályán keringenek. Meghatározandó az elhanyagolható tömegű test mozgása, feltéve, hogy a három test mindig egy síkban van. Igen jó közelítéssel a korlátozott háromtest-probléma modellje alapján vizsgálható a kisbolygók mozgása a Nap és a Jupiter gravitációs terében (kis pályahajlás esetén), a bolygók holdjainak mozgása a középponti bolygó körül a Nap perturbáló hatására, és mesterséges égitestek mozgása két égitest (például a Föld és a Hold) gravitációs hatására. A korlátozott háromtest-problémára vonatkozó kutatások részletes összefoglalása V. SZEBEHELY (1967) könyvében található.

A korlátozott háromtest-probléma mozgásegyenleteihez az általános háromtest-probléma (2.3.1) egyenleteiből az egyik tömeg csökkentésével juthatunk el. (2.3.1) részletesen kiírva, $m_1 \neq 0$ -val való egyszerűsítés után

$$\ddot{\mathbf{r}}_1 = \frac{k^2 m_2}{r_{12}^3} \mathbf{r}_{12} - \frac{k^2 m_3}{r_{31}^3} \mathbf{r}_{31}, \quad (2.3.10a)$$

$$\ddot{\mathbf{r}}_2 = -\frac{k^2 m_1}{r_{12}^3} \mathbf{r}_{12} + \frac{k^2 m_3}{r_{23}^3} \mathbf{r}_{23}, \quad (2.3.10b)$$

$$\ddot{\mathbf{r}}_3 = \frac{k^2 m_1}{r_{31}^3} \mathbf{r}_{31} - \frac{k^2 m_2}{r_{23}^3} \mathbf{r}_{23}. \quad (2.3.10c)$$

Tartsunk például m_3 -mal 0-hoz. Ekkor az első két egyenletben a harmadik test hatását kifejező jobb oldali második tag egyre csökken, és határesetben kapjuk, hogy

$$\ddot{\mathbf{r}}_1 = \frac{k^2 m_2}{r_{12}^3} \mathbf{r}_{12}, \quad (2.3.11)$$

$$\ddot{\mathbf{r}}_2 = -\frac{k^2 m_1}{r_{12}^3} \mathbf{r}_{12}.$$

Ez a két egyenlet m_1 és m_2 mozgását határozza meg, a kölcsönös gravitációs vonzó-

erő hatása alatt. (2.3.10c) mindaddig érvényes, amíg $m_3 \neq 0$. Az $m_3 = 0$ esetben azonban a (2.3.10c)-nek megfelelő eredeti egyenlet azonosan nulla lesz, hiszen $m_3 = 0$ azt jelenti, hogy nincsen harmadik test, így ekkor (2.3.10c) is érvényét veszti. A korlátozott háromtest-probléma alapfeltevése, hogy m_3 igen kicsi, de nem nulla. A harmadik test mozgását ekkor a (2.3.10c) egyenlet írja le, amely pontos, a másik két test mozgását pedig a (2.3.11) egyenletek határozzák meg, melyek közelítőek. Ez a közelítés azonban annál jobb, minél kisebb m_3 .

A feladat ezek után (2.3.10c) megoldása. Mivel

$$\ddot{\mathbf{r}}_3 = \mathbf{f}(m_1, m_2, \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3),$$

az m_1, m_2 tömegektől és $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3$ vektoroktól függően több eset lehetséges.

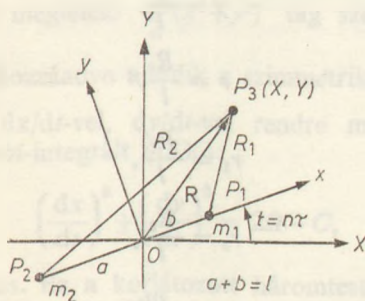
1. *Korlátozott háromtest-probléma.* A (2.3.11) egyenletek megoldása az, hogy m_1 és m_2 a közös tömegközéppont körül kúpszelet pályán mozog. Ha ez a pálya kör, és $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3$ mindig egy síkban vannak, kapjuk a korlátozott háromtest-problémát. Ettől megkülönböztetjük a *térbeli korlátozott háromtest-problémát*, amikor \mathbf{r}_3 az $\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2$ síkján kívül is lehet, a harmadik tömegpont tehát térbeli mozgást végezhet. Ez az eset például nagy pályahajlású kisbolygók mozgásának vizsgálatában játszik jelentős szerepet.

2. *Elliptikus korlátozott háromtest-probléma.* A két fő tömegpont relatív pályája ellipszis. Itt is megkülönböztethető a síkbeli és a térbeli eset. Gyakran az elliptikus korlátozott háromtest-probléma jobb közelítést nyújt, mint a korlátozott háromtest-probléma, másfelől pusztán elvi szempontból is érdekes ennek az esetnek a vizsgálata.

3. *Perturbált kéttest-probléma.* A két fő tömegpont közül az egyik tömege, például m_2 igen kicsi a másikhoz, m_1 -hez képest. A harmadik test mozgását ekkor elsősorban m_1 gravitációs vonzása határozza meg, melyet m_2 kismértékben befolyásol. Ez az eset igen nagy jelentőségű a bolygók egymásra gyakorolt perturbációinak vizsgálatában, megoldása a perturbációs számítás módszereivel lehetséges (lásd a 2.4. fejezetet).

4. *Kétt centrum-probléma.* Tegyük fel, hogy m_1 és m_2 rögzített helyzetűek [ezekre tehát most (2.3.11) nem érvényes]. Keressük m_3 mozgását m_1 és m_2 gravitációs terében. A kétt centrum-probléma egyike az égi mechanika néhány integrálható feladatának. Részletes tárgyalására nézve C. L. CHARLIER (1927) könyvére utalunk. A kétt centrum-probléma a mesterséges holdak mozgásának vizsgálatában jutott jelentős szerephez. A paraméterek megfelelő megválasztásával ugyanis a kétt centrum-probléma potenciáljával jól közelíthető a Föld gravitációs potenciálja. E témakör részletes tárgyalása V. G. DEMIN (1968) munkájában található.

A (2.3.10c) egyenletet írjuk fel a korlátozott háromtest-probléma esetére! Az egyenletes körmozgást végző m_1, m_2 tömegpontok távolsága legyen l (2.18 ábra), szögsebességük (középmozgásuk) n . A rendszer O tömegközéppontja m_1, m_2 összekötő



2.18. ábra. Koordináta-rendszerek

egyenesén van, távolsága m_2 -től, illetve m_1 -től

$$a = \frac{m_1}{m_1 + m_2} l,$$

$$b = \frac{m_2}{m_1 + m_2} l, \quad (l = a + b).$$

Az O -ban felvett OXY inerciarendszerben az $R(X, Y)$ helyvektorú harmadik test mozgásegyenletei:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 X}{d\tau^2} &= \frac{\partial U}{\partial X}, \\ \frac{d^2 Y}{d\tau^2} &= \frac{\partial U}{\partial Y}, \end{aligned} \quad (2.3.12)$$

ahol

$$U = k^2 \left(\frac{m_1}{R_1} + \frac{m_2}{R_2} \right),$$

τ az idő, és R_1, R_2 az m_1, m_2 távolsága a harmadik tömegponttól. Ha $\tau=0$ -kor m_1, m_2 az OX tengelyen van, m_1 és m_2 egyenletes körmozgása miatt

$$R_1 = \sqrt{(X - b \cos n\tau)^2 + (Y - b \sin n\tau)^2},$$

$$R_2 = \sqrt{(X + a \cos n\tau)^2 + (Y + a \sin n\tau)^2}.$$

Mivel U az R_1, R_2 -n keresztül explicite függ az időtől, (2.3.12)-re nem érvényes az energiaintegrál. Ha azonban (2.3.12)-t egy az m_1, m_2 -vel együtt forgó koordináta-rendszerbe transzformáljuk, ebben m_1, m_2 koordinátái állandók lesznek, s levezethető egy az energiaintegrállal analóg integrál.

Legyen Oxy egy n szögsebességgel egyenletesen forgó derékszögű koordináta-rendszer, $\tau=0$ -kor Ox egyezzen meg OX -szel. (2.3.12)-n az

$$X = \bar{x} \cos t - \bar{y} \sin t,$$

$$Y = \bar{x} \sin t + \bar{y} \cos t,$$

$$t = n\tau$$

transzformációt végrehajtva, az

$$x = \frac{\bar{x}}{l},$$

$$y = \frac{\bar{y}}{l},$$

$$r = \frac{R}{l},$$

$$r_1 = \frac{R_1}{l},$$

$$r_2 = \frac{R_2}{l},$$

$$\mu = \frac{m_2}{m_1 + m_2}$$

dimenziótlan koordináták és mennyiségek bevezetésével, és az

$$n^2 \dot{r}^3 = k^2 (m_1 + m_2)$$

harmadik *Kepler*-törvény felhasználásával kapjuk a korlátozott háromtest-probléma forgó koordináta-rendszerbeli mozgásegyenleteit:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} - 2 \frac{dy}{dt} = \frac{\partial \Omega}{\partial x}, \quad (2.3.13)$$

$$\frac{d^2 y}{dt^2} + 2 \frac{dx}{dt} = \frac{\partial \Omega}{\partial y},$$

ahol

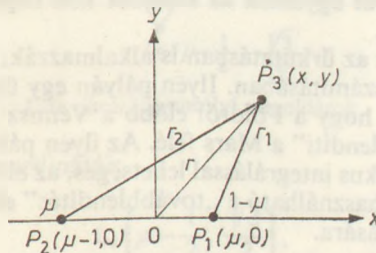
$$\Omega = \frac{1}{2} [(1-\mu)r_1^2 + \mu r_2^2] + \frac{1-\mu}{r_1} + \frac{\mu}{r_2}, \quad (2.3.14)$$

és

$$r_1 = \sqrt{(x-\mu)^2 + y^2},$$

$$r_2 = \sqrt{(x+1-\mu)^2 + y^2}.$$

Az egyes változók jelentését a 2.19. ábra mutatja. Kiemeljük, hogy (2.3.13)-ban t nem az időt, hanem a két fő tömegpont középanomáliáját jelenti.



2.19. ábra. A korlátozott háromtest-probléma koordináta-rendszere

A (2.3.13) egyenletek egy paramétertől, μ -tól függenek. A szokásos megállapodás az, hogy $0 < \mu \leq 0,5$. A $0,5 \leq \mu < 1$ eset ugyanis ettől csak annyiban különbözik, hogy m_1 és m_2 szerepet cserél.

Megjegyezzük, hogy (2.3.13) levezetésekor az Ω potenciálban eredetileg a centrifugális erő potenciáljának megfelelő $\frac{1}{2}(x^2 + y^2)$ tag szerepel, ehhez a konstans

$\frac{1}{2} \mu(1-\mu)$ mennyiséget hozzáadva adódik a szimmetrikus (2.3.14) alak.

(2.3.13) egyenleteit dx/dt -vel, dy/dt -vel rendre megszorozva, összeadva és integrálva kapjuk a *Jacobi*-integrált (1836):

$$\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 = 2\Omega - C, \quad (2.3.15)$$

ahol C a *Jacobi*-konstans. Ez a korlátozott háromtest-probléma egyetlen ismert integrálja. A *Jacobi*-integrál a térbeli korlátozott háromtest-problémára is levezet-

hető, a háromtest-probléma többi esetében azonban hasonló integrál nem ismeretes. A *Jacobi*-integrál felhasználásával — mint látni fogjuk — meghatározhatók a harmadik tömegpont mozgása számára lehetséges tartományok

A *Jacobi*-integrál egy érdekes alkalmazása az üstökösök azonosítására szolgáló *Tisserand*-kritérium (1896). Az üstökösök pályája a nagybolygók közelében elhaladva a perturbációk hatására annyira megváltozhat, hogy egy üstökös régebbi és új pályaelemrendszerét összehasonlítva gyakran nehéz eldönteni, ugyanarról az üstökösről van-e szó. A *Tisserand*-kritérium szükséges feltételt ad meg két üstökös azonosságára. Ha az üstökös—nagybolygó—Nap rendszer eleget tesz a korlátozott háromtest-probléma feltevéseinek, a *Jacobi*-integrálból levezethető, hogy az üstökös a, e pályaelemeire

$$\frac{1}{a} + \frac{2n'}{k} \sqrt{a(1-e^2)} = \text{állandó} \quad (2.3.16a)$$

teljesül. Itt n' a perturbáló bolygó középmozgása, k a *Gauss*-féle gravitációs állandó. A korlátozott háromtest-probléma térbeli esetében (2.3.16a) így módosul:

$$\frac{1}{a} + \frac{2n'}{k} \sqrt{a(1-e^2)} \cos i = \text{állandó}, \quad (2.3.16b)$$

ahol i az üstökös pályahajlása. Így ha a különböző időpontokban megfigyelt két üstökös azonos, (2.3.16)-ból ugyanazt az állandót kell kapnunk (ésszerűen megállapított hibahatáron belül).

A *Tisserand*-kritériumot az űr kutatásban is alkalmazzák, az úgynevezett lendítéses (swing-by) trajektóriák kiszámításában. Ilyen pályán egy űrszonda úgy juthat el például a Földről a Marsra, hogy a Földről előbb a Vénusz felé indul, és amellet elhaladva a bolygó „továblendíti” a Mars felé. Az ilyen pálya pontos meghatározása természetesen csak numerikus integrálással lehetséges, az előzetes közelítő számítások során azonban (2.3.16) felhasználható a „továblendítés” előtti és utáni pályaadatok kapcsolatának megállapítására.

2.3.4. Egyensúlyi megoldások

A korlátozott háromtest-probléma (2.3.13) egyenleteinek az

$$\dot{x} = \dot{y} = \dot{x} = \dot{y} = 0 \quad (2.3.17)$$

feltételt kielégítő megoldásait *egyensúlyi megoldások*nak nevezzük (a pont a t változó szerinti differenciálást jelenti). (2.3.13) és (2.3.17) szerint az egyensúlyi megoldásokat a

$$\frac{\partial \Omega}{\partial x} = 0, \quad (2.3.18)$$

$$\frac{\partial \Omega}{\partial y} = 0$$

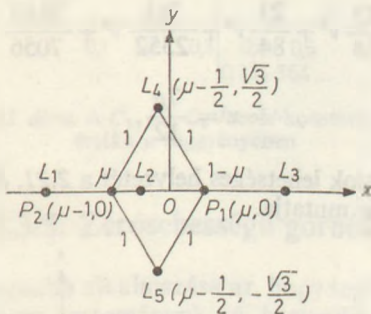
egyenletek adják. (2.3.14) figyelembevételével (2.3.18)-at részletesen kiírva kapjuk,

hogy

$$x - \frac{(1-\mu)(x-\mu)}{r_1^2} - \frac{\mu(x+1-\mu)}{r_2^2} = 0, \quad (2.3.19)$$

$$y \left(1 - \frac{1-\mu}{r_1^2} - \frac{\mu}{r_2^2} \right) = 0. \quad (2.3.20)$$

A (2.3.19), (2.3.20) egyenletek megoldásaként öt pontot kapunk (2.20. ábra): az $y=0$ esetben hármat az x tengelyen, ezek az L_1, L_2, L_3 Lagrange-pontok, vagy kollineáris librációs pontok, az $y \neq 0$ esetben kettőt az $r_1=r_2=1$ -nek megfelelő pontokban, ezek az L_4, L_5 Lagrange-pontok, vagy egyenlő oldalú háromszögű librációs pontok. Ezek a pontok a Lagrange-féle megoldásoknak felelnek meg a korlátozott háromtest-problémában.



2.20. ábra. Egyensúlyi megoldások

Az L_4 és L_5 pontok koordinátái:

$$L_4 \left(\mu - \frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2} \right),$$

$$L_5 \left(\mu - \frac{1}{2}, -\frac{\sqrt{3}}{2} \right).$$

Az L_1, L_2, L_3 pontok x koordinátájának meghatározásához a (2.3.19)-ből $y=0$ -ra adódó

$$x + \frac{A}{(x-\mu)^2} + \frac{B}{(x+1-\mu)^2} = 0, \quad (2.3.21)$$

x -re nézve ötöd fokú egyenletre vezető egyenletet kell megoldani, ahol A és B az L_4 pontoktól függő konstansok:

$$L_1: A = 1-\mu, \quad B = \mu,$$

$$L_2: A = 1-\mu, \quad B = -\mu,$$

$$L_3: A = \mu-1, \quad B = -\mu.$$

(2.3.21) megoldására számos módszer ismeretes, a következőkben a koordinátákra

kapott hatványsor alakú megoldást közöljük:

$$L_1: x = \mu - 1 - v \left(1 + \frac{1}{3}v - \frac{1}{9}v^2 - \frac{31}{81}v^3 - \frac{119}{243}v^4 - \frac{1}{9}v^5 \right) - O(v^7),$$

$$v = \left[\frac{\mu}{3(1-\mu)} \right]^{1/3},$$

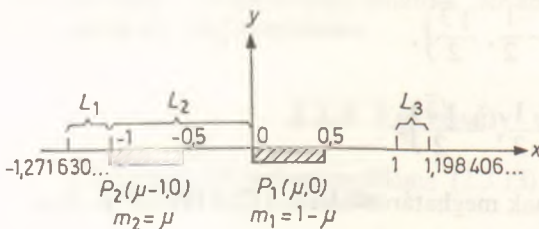
$$L_2: x = \mu - 1 + v \left(1 - \frac{1}{3}v - \frac{1}{9}v^2 - \frac{23}{81}v^3 + \frac{151}{243}v^4 - \frac{1}{9}v^5 \right) + O(v^7),$$

$$v = \left[\frac{\mu}{3(1-\mu)} \right]^{1/3},$$

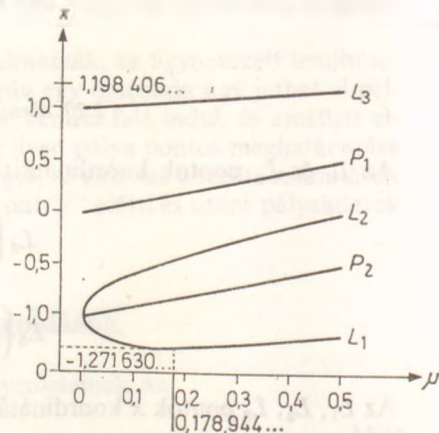
$$L_3: x = \mu + 1 - v \left(1 + \frac{23}{84}v^2 + \frac{23}{84}v^3 + \frac{761}{2352}v^4 + \frac{3163}{7056}v^5 + \frac{30703}{49392}v^6 \right) + O(v^8),$$

$$v = \frac{7\mu}{12}.$$

A kollineáris librációs pontok lehetséges helyzetét a 2.21. ábra, az x koordinátákat μ függvényében a 2.22. ábra mutatja.



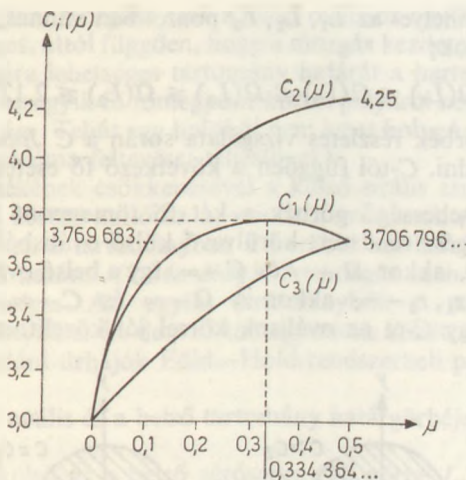
2.21. ábra. Az L_1, L_2, L_3 pontok lehetséges helyzetei



2.22. ábra. Az L_1, L_2, L_3 pontok és a P_1, P_2 tömegpontok x koordinátáinak változása μ függvényében

A mozgás számára lehetséges tartományok meghatározásában kritikus szerepe van az egyensúlyi pontokhoz tartozó *Jacobi*-konstansoknak. Legyen $C(L_i) = C_i$ ($i=1, \dots, 5$). Mivel az egyensúlyi pontokban $\dot{x} = \dot{y} = 0$, (2.3.15)-ből könnyen kiszámítható, hogy $C_4 = C_5 = 3$, a μ értékétől függetlenül. A kollineáris librációs pontokban azonban C a 2.23. ábrán látható módon függ a μ -tól. C_2 és C_3 a μ monoton növekvő függvénye. C_1 monoton nő $C_1 = 3,769\ 683$ -ig ($\mu = 0,334\ 364$), utána monoton csökken. A C_i értékekre teljesül, hogy

$$3 = C_4 = C_5 \leq C_3 \leq C_1 \leq C_2 \leq 4,25.$$



2.23. ábra. A C_1, C_2, C_3 Jacobi-konstansok értéke μ függvényében

2.3.5. Zérősebességű görbék

A Jacobi-integrál legfontosabb alkalmazása az, hogy segítségével meghatározhatók a mozgás számára lehetséges tartományok. A harmadik tömegpont sebességének nagyságát V -vel jelölve (2.3.15) így írható:

$$V^2 = 2\Omega(x, y) - C. \quad (2.3.22)$$

Ha a mozgás kezdőfeltételei adottak, tehát $t=t_0$ -kor ismerjük az x_0, y_0 helykoordinátákat és a V_0 sebességet, (2.3.22)-ből kiszámítható C_0 . Mivel $V^2 \geq 0$, ezen C_0 esetén a mozgás csak ott lehetséges, ahol $2\Omega(x, y) - C_0 \geq 0$. Olyan pontokban, ahol $2\Omega(x, y) - C_0 < 0$, mozgás nem lehetséges. A

$$2\Omega(x, y) - C_0 = 0$$

egyenletű görbék tehát elválasztják egymástól a mozgás számára lehetséges és tiltott tartományokat. Mivel e görbék bármely pontját elérve a sebesség 0-ra csökken, ezeket *zérősebességű görbéknek* nevezik. G. W. HILL (1878) ez irányú kutatásai nyomán szokás a *Hill-görbék* elnevezés is. A térbeli korlátozott háromtest-problémában a zérősebességű görbéknek zérősebességű felületek felelnek meg.

A mozgás számára lehetséges tartományok meghatározásához tehát az $\Omega = \text{konstans}$ „ekvipotenciális” görbéket kell megszerkeszteni. Ehhez segítséget nyújt az $\Omega(x, y)$ függvény tulajdonságainak ismerete. Könnyen igazolhatók $\Omega(x, y)$ következő tulajdonságai:

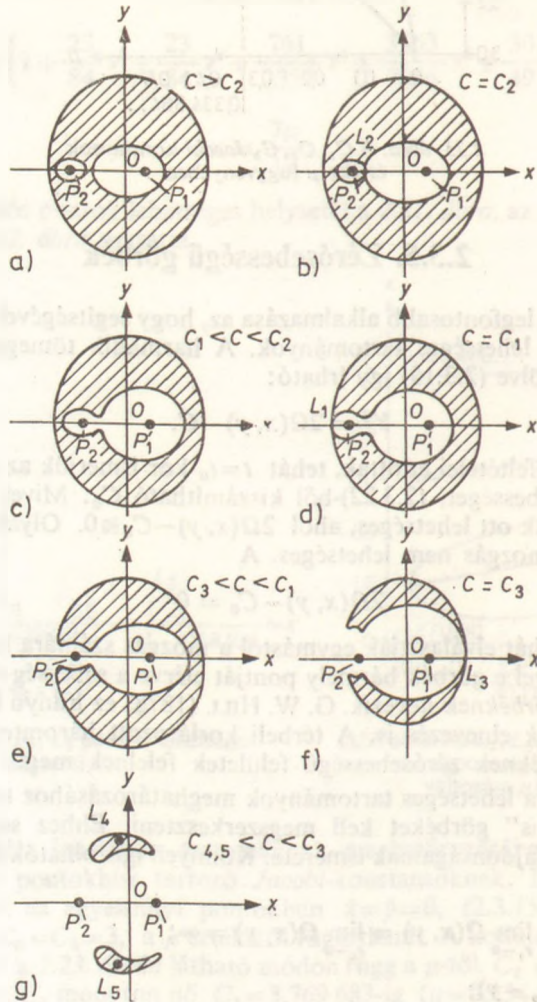
1. $\lim_{r \rightarrow \infty} \Omega(x, y) = \lim_{r_1 \rightarrow 0} \Omega(x, y) = \lim_{r_2 \rightarrow 0} \Omega(x, y) = \infty$;
2. $\Omega(x, y) = \Omega(x, -y)$;
3. $\Omega(x, y) \geq \frac{3}{2}$, $\Omega(x, y) = \frac{3}{2}$ az L_4, L_5 pontokban;

4. $\Omega(x, 0)$ minimumhelyei az L_1, L_2, L_3 pontokban vannak. Ezek a pontok egyúttal nyeregpontok;

5. $1,5 = \Omega(L_4) = \Omega(L_5) \leq \Omega(L_3) \leq \Omega(L_1) \leq \Omega(L_2) \leq 2,125$.

A zérősebességű görbék részletes vizsgálata során a C Jacobi-konstanst célszerű paraméterként használni. C -től függően a következő fő esetek lehetségesek:

1. $C > C_2$. A zérősebességű görbék a két fő tömegpont körüli két elkülönült oválisból, és egy az egész rendszert górkövelve külső oválisból állnak (2.24a ábra). Ha $r_1 \rightarrow 0$, vagy $r_2 \rightarrow 0$, akkor $\Omega \rightarrow \infty$ és $C \rightarrow \infty$, így a belső oválisok egyre zsugorodnak. Másfelől, ha $r, r_1, r_2 \rightarrow \infty$, akkor is $\Omega \rightarrow \infty$ és $C \rightarrow \infty$, ezért a külső ovális tágul. Elegendően nagy C -re az oválisok körrel jól közelíthetők. Adott $C > C_2$ -re



2.24. ábra. A harmadik tömegpont mozgása számára lehetséges és tiltott (vonalkázott) tartományok C értékétől függően

Igy a harmadik tömegpont mozgása csak a belső oválisok egyikén belül, vagy a külső oválison kívül lehetséges, attól függően, hogy a mozgás kezdetekor a kezdőpont hova esett. A mozgás számára lehetséges tartomány határát a harmadik tömegpont nem lépheti át, így például az egyik fő tömegpont körüli pályáról nem kerülhet a másik fő tömegpont körüli pályára. Tehát egy holdból nem lehet bolygó és fordítva (ha a korlátozott háromtest-probléma feltevései teljesülnek).

2. $C=C_2$. A C értékének csökkenésével a külső ovális zsugorodik, a két belső táglul, és $C=C_2$ -re ez utóbbi kettő az L_2 pontban érintkezik (2.24b ábra).

3. $C_1 < C < C_2$. Ebben a tartományban a korábbi két belső ovális egybeolvadva egy közös tartományt határol (2.24c ábra). A mozgás ezen belül, illetve a külső oválison kívül lehetséges. Az egyik tartományból a másikba a harmadik tömegpont most sem kerülhet át, de a fő tömegpontok közötti mozgás megengedett. Ennek jelentősége például úrhajók Föld—Hold rendszerbeli pályáival kapcsolatban nyilvánvaló.

4. $C=C_1$. A külső ovális és a belső tartomány határgörbéje az L_1 pontban érintkezik (2.24d ábra).

5. $C_3 < C < C_1$. A külső és a belső zérősebességű görbe L_1 -nél szétnyílik (2.24e ábra), a harmadik tömegpont a belső tartományból átmehet a külsőbe és fordítva.

6. $C=C_3$. A külső és a belső zérősebességű görbe az L_3 pontban érintkezik (2.24f ábra).

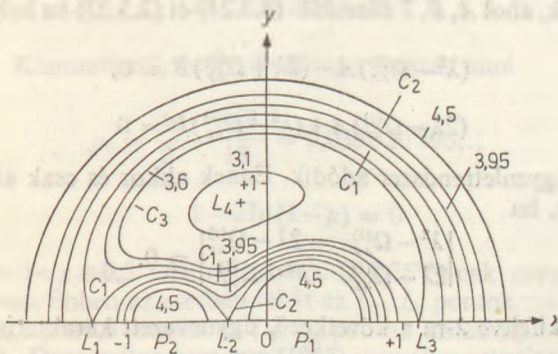
7. $C_{4,5} < C < C_3$. A mozgás számára tiltott tartomány az L_4 , illetve L_5 körüli környezetre zsugorodik (2.24g ábra). C csökkenésével ennek mérete egyre csökken, míg végül a

8. $C=C_4=C_5$ esetben a zérősebességű görbe az L_4, L_5 pontokba megy át.

9. $C < C_{4,5}$ esetén a mozgás az egész síkban mindenütt lehetséges.

A zérősebességű görbék pontos alakját $\mu=0,3$ esetén a 2.25. ábra mutatja.

A zérősebességű görbék (illetve a háromdimenziós esetben a zérősebességű felületek) legismertebb alkalmazása G. W. HILL-től származik (1878), aki ezzel a módszerrel vizsgálta a Hold mozgásának stabilitását. Feltéve, hogy a Nap—Föld—Hold rendszerre teljesülnek a korlátozott háromtest-probléma kikötései (ami elég jó közelítéssel igaz), a Holdra vonatkozó C érték kiszámításával eldönthető, hogy a Hold mozgása mely tartományban lehetséges. Mivel a Nap—Föld rendszerben $C_2 = 3,0009$ és a Hold esetében $C_1 = 3,0012$, azért $C_1 > C_2$. A Hold ezért a 2.24a ábrának megfelelően a Föld körüli, $C=3,0012$ -hez tartozó zérősebességű körön belül keringhet csak, ebből a tartományból nem juthat ki. A Hold mozgása tehát ebben az értelemben stabilis. Ezt a stabilitást Hill-féle stabilitásnak nevezik. A Hill-



2.25. ábra. Zérősebességű görbék $\mu=0,3$ esetén

féle stabilitás azonban nem ad biztosítékot arra nézve, hogy a zérősebességű görbén belüli két test nem ütközik össze. Hasonlóan, $C > C_1$ esetén ha a harmadik test a külső oválison kívül kering, a *Hill-féle* stabilitás csak annyit jelent, hogy a harmadik test nem kerülhet a külső oválison belültre, nem biztosítja viszont, hogy nem távolodhat el korlátlanul nagy távolságra a másik két testtől.

A *Hill-féle* stabilitást a Naprendszer többi holdjára is megvizsgálták. Az erre vonatkozó kutatásokról V. SZEBEHELY (1979) munkájában található összefoglalás. A Jupiter négy retrográd irányú mozgást végző holdja (VIII., IX., XI., XII.) kivételével valamennyi hold mozgása *Hill-féle* értelemben stabilis. A retrográd holdak esetében a *Hill-féle* stabilitás nem teljesül, ez a holdak befogásos eredetét sejteti.

A zérősebességű görbék és felületek további fontos alkalmazásaként a szoros kettős-csillagokat említjük. Ezek dinamikai fejlődésében fontos szerepet játszanak a *Roche-féle* ekvipotenciális felületek, melyek a zérősebességű felületeknek felelnek meg.

2.3.6. A librációs pontok stabilitása

Az L_i librációs pontok stabilitásának meghatározásához keressük a (2.3.13) egyenletek megoldását az $x = x_i + \xi$, $y = y_i + \eta$ alakban, ahol x_i , y_i valamelyik L_i pont koordinátáit jelentik. A keresett megoldást (2.3.13)-ba helyettesítve, az egyenletek jobb oldalát *Taylor-sorba* fejtvé, és ξ , η második és magasabb hatványait, valamint egymással való szorzatait elhanyagolva a következő egyenleteket kapjuk:

$$\begin{aligned}\ddot{\xi} - 2\dot{\eta} &= \Omega_{xx}^{(i)}\xi + \Omega_{xy}^{(i)}\eta, \\ \ddot{\eta} + 2\dot{\xi} &= \Omega_{xy}^{(i)}\xi + \Omega_{yy}^{(i)}\eta,\end{aligned}\tag{2.3.23}$$

ahol Ω mellett az alsó indexek az x , y koordináták szerinti parciális deriváltakat jelentik, az i index pedig arra utal, hogy ezeket a deriváltakat az x_i , y_i koordinátájú pontban kell venni. (2.3.23)-ból a librációs pontok lineáris stabilitása határozható meg.

(2.3.23) állandó együtthatós lineáris differenciálegyenlet-rendszer. Partikuláris megoldásait a

$$\begin{aligned}\xi &= A \exp \lambda t, \\ \eta &= B \exp \lambda t\end{aligned}\tag{2.3.24}$$

alakban kereshetjük, ahol A , B , λ állandók. (2.3.24)-et (2.3.23)-ba helyettesítve A , B -re a

$$\begin{aligned}(\lambda^2 - \Omega_{xx}^{(i)})A - (2\lambda + \Omega_{xy}^{(i)})B &= 0, \\ (2\lambda - \Omega_{xy}^{(i)})A + (\lambda^2 - \Omega_{yy}^{(i)})B &= 0\end{aligned}\tag{2.3.25}$$

homogén lineáris egyenletrendszer adódik. Ennek akkor és csak akkor létezik nem triviális megoldása, ha

$$\begin{vmatrix} \lambda^2 - \Omega_{xx}^{(i)} & -2\lambda - \Omega_{xy}^{(i)} \\ 2\lambda - \Omega_{xy}^{(i)} & \lambda^2 - \Omega_{yy}^{(i)} \end{vmatrix} = 0.$$

A determinánst kifejtve λ -ra a következő, úgynevezett karakterisztikus egyenletet kapjuk:

$$\lambda^4 + (4 - \Omega_{xx}^{(i)} - \Omega_{yy}^{(i)})\lambda^2 + \Omega_{xx}^{(i)}\Omega_{yy}^{(i)} - (\Omega_{xy}^{(i)})^2 = 0.\tag{2.3.26}$$

Feltéve, hogy (2.3.26)-nak négy különböző λ_j gyöke van, (2.3.23) általános megoldása:

$$\xi = \sum_{j=1}^4 A_j \exp \lambda_j t, \quad (2.3.27)$$

$$\eta = \sum_{j=1}^4 B_j \exp \lambda_j t,$$

ahol A_j -k tetszőleges állandók, B_j -k pedig (2.3.25)-ből A_j -vel kifejezhetők. ξ és η viselkedését és ezáltal az L_i pontok stabilitását a λ_j karakterisztikus kitevők határozzák meg. Ha mindegyik λ_j tiszta képzetes, ξ és η periodikus tagokból tevődik össze, ekkor az L_i pontot *stabil*nak nevezzük. Ha van olyan λ_j , melynek valós része pozitív, (2.3.27)-ben az ennek megfelelő tag ξ és η exponenciális növekedését okozza, ekkor az L_i pont *instabil*.

(2.3.26) gyökei az L_i pontok koordinátáitól függenek. Az L_1, L_2, L_3 pontok esetén $\Omega_{xy}^{(i)} = 0$. Így

$$\lambda^4 + (4 - \Omega_{xx}^{(i)} - \Omega_{yy}^{(i)})\lambda^2 + \Omega_{xx}^{(i)}\Omega_{yy}^{(i)} = 0. \quad (2.3.26^*)$$

Kimutatható, hogy $\Omega_{xx}^{(i)} > 0$, $\Omega_{yy}^{(i)} < 0$. Ennek alapján kiszámítható, hogy (2.3.26*)-nak két különböző valós (λ_1, λ_2), és két különböző tiszta képzetes gyöke (λ_3, λ_4) van, melyekre $\lambda_2 = -\lambda_1$ és $\lambda_4 = -\lambda_3$ is teljesül. A valós gyökök közül az egyik így biztosan pozitív, következésképp az L_1, L_2, L_3 pontok instabilak.

Az L_4, L_5 pontok esetén

$$\Omega_{xx}^{(i)} = \frac{3}{4},$$

$$\Omega_{xy}^{(i)} = \pm \frac{3\sqrt{3}}{2} \left(\mu - \frac{1}{2} \right),$$

$$\Omega_{yy}^{(i)} = \frac{9}{4},$$

és $\Omega_{xy}^{(i)}$ -nél a pluszjel az L_4 , a mínuszjel az L_5 pontra vonatkozik. (2.3.26)-ból így a

$$\lambda^4 + \lambda^2 + \frac{27}{4} \mu(1 - \mu) = 0 \quad (2.3.26^{**})$$

egyenlet adódik. Kimutatható, hogy $0 < \mu < \mu_0$ esetén, ahol

$$\mu_0 = \frac{1}{2} - \frac{\sqrt{69}}{18} = 0,038\ 520\ 896\dots$$

az

$$1 - 27\mu(1 - \mu) = 0$$

egyenlet gyöke (a $0 < \mu \leq 0,5$ tartományban), (2.3.26**) -nak négy különböző, tiszta képzetes gyöke van. Ebben az esetben tehát az L_4, L_5 pontok stabilak. Kimutatható továbbá, hogy $\mu_0 \leq \mu \leq 0,5$ esetén az L_4, L_5 pontok instabilak.

A. DEPRIT és A. DEPRIT-BARTHOLOME (1967) vizsgálatai szerint az L_4, L_5 pontok a $0 < \mu < \mu_0$ tartományban nemlineáris értelemben is stabilak, három μ érték kivételé-

vel. Ezek:

$$\mu_1 = 0,010\,913\,67\dots,$$

$$\mu_2 = 0,013\,516\,01\dots,$$

$$\mu_3 = 0,024\,293\,89\dots$$

(2.3.26**) megoldása $0 < \mu < \mu_0$ esetén:

$$\lambda_{1,2} = \pm \sqrt{-1} \nu_1, \tag{2.3.28}$$

$$\lambda_{3,4} = \pm \sqrt{-1} \nu_2,$$

ahol

$$\nu_1 = \sqrt{\left| -\frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{1 - 27\mu(1-\mu)} \right|},$$

$$\nu_2 = \sqrt{\left| -\frac{1}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{1 - 27\mu(1-\mu)} \right|}.$$

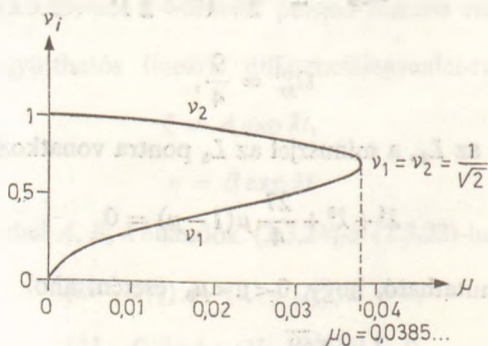
A (2.3.28)-nak megfelelő megoldás:

$$\xi = A_1 \cos \nu_1 t + A_2 \sin \nu_1 t + A_3 \cos \nu_2 t + A_4 \sin \nu_2 t, \tag{2.3.29}$$

$$\eta = B_1 \cos \nu_1 t + B_2 \sin \nu_1 t + B_3 \cos \nu_2 t + B_4 \sin \nu_2 t,$$

ahol A_j -k tetszőleges állandók, a B_j -k pedig ezekkel kifejezhetők.

(2.3.29) két különböző frekvenciájú harmonikus rezgésből összetevődő mozgást ír le az L_4, L_5 pontok körül. E mozgás amplitúdója infinitézimálisan kicsi, hiszen (2.3.23)-ban ξ, η második és magasabb hatványait elhanyagoltuk. A ν_1, ν_2 frekvenciák változását μ -tól függően a 2.26. ábra mutatja. Különösen kis μ értékekre szembe-



2.26. ábra. A ν_1, ν_2 frekvenciák μ függvényében

tűnő, hogy ν_1 lényegesen kisebb ν_2 -nél. Előbbinek hosszú periódusú, utóbbinak rövid periódusú mozgás felel meg. Kimutatható, hogy L_4 és L_5 körül nagy amplitúdójú mozgás is lehetséges, mind rövid, mind hosszú periódussal. Az L_4, L_5 pontok körüli mozgásokat egyébként *librációs mozgás*nak is nevezik, innen ered a *librációs pont* elnevezés is.

Az L_4, L_5 pontok körüli mozgások gyakorlati jelentőségére a *trójai kisbolygók* felfedezése világított rá. A háromtest-probléma *Lagrange*-féle megoldásait hosszú időn

át úgy tekintették, mint amelyeknek a természetben nincs megfelelője. Az 1907-ben felfedezett 588 *Achilles* kisbolygó azonban gyakorlati példát szolgáltatott a *Lagrange*-féle egyenlő oldalú háromszögmegoldásra. Az *Achilles* kisbolygó ugyanis a Nap körül közelítőleg a Jupiter pályáján keringve mindig a Nap—Jupiter rendszer L_4 pontja közelében helyezkedik el. Egy a Jupiter szögsebességével forgó rendszerből nézve a kisbolygó az L_4 pont körül végez librációs mozgást. Mivel a Nap—Jupiter rendszer esetén $\mu = 0,000\,953\,875 < \mu_0$, a kisbolygó L_4 körüli mozgása stabil.

A Nap—Jupiter rendszer L_4 , L_5 librációs pontjai közelében jelenleg 42 kisbolygót ismerünk: 20 az L_4 , 22 az L_5 pont körül helyezkedik el. Ezeket a kisbolygókat nevezik *trójai kisbolygók*nak, nevüket ugyanis a mitológiai trójai háború hőseiről kapták. A *trójai kisbolygók* esetén a v_1, v_2 frekvenciáknak $T_1 = 147,8$ éves, illetve $T_2 = 11,9$ éves periódus felel meg. Az utóbbi közelítőleg megegyezik a Jupiter 11,86 éves keringési idejével. Megjegyezzük, hogy a hosszú periódusú librációs mozgás periódusa a libráció amplitúdójával együtt nő, és az említett 147,8 éves periódusnál — mely infinitesimális amplitúdójú mozgásra vonatkozik — nagyobb is lehet. Az ismert *trójai kisbolygók*ra $T_1 = 148 \dots 165$ év, míg a librációs mozgás végpontjainak szögtávolsága a Jupitertől számítva a $34^\circ \dots 103^\circ$ határok közé esik (az L_4 pont esetén). A *trójai kisbolygók* pontos mozgásának meghatározása érdekes matematikai probléma, mely mindig sok kutatót foglalkoztatott.

Az L_4, L_5 pontok körüli mozgásra a *trójai kisbolygók*on kívül más példákat is ismerünk már. A Szaturnusz 1980-ban felfedezett új holdjai közül kettő (a 16. és 17. hold) a Szaturnusz—Tethys bolygó—hold rendszer L_4 , illetve L_5 pontja körül, egy pedig (a 12. hold) a Szaturnusz—Dione rendszer L_4 pontja közelében található.

E fejezet befejezéséül említjük a háromtest-probléma *Lagrange*-féle megoldásainak stabilitására vonatkozó klasszikus eredményt, mely szerint az egy egyenesbe eső megoldások instabilak, míg a háromszög-konfiguráció lineáris közelítésben stabil (E. J. ROUTH, 1877), ha

$$\frac{(m_1 + m_2 + m_3)^2}{m_1 m_2 + m_2 m_3 + m_3 m_1} > 27.$$

2.3.7. Regularizáció

Mind az egycentrum-probléma, mind a korlátozott háromtest-probléma mozgás-egyenletei szingulárisak az $r=0$, illetve $r_1=0, r_2=0$ pontokban. Ez komoly nehézségeket okoz az olyan mozgások vizsgálatában, amelyeknél a tömegpontok erősen megközelítik egymást. A tömegpontok közti távolság csökkenésével ugyanis a rájuk ható gravitációs erő egyre nagyobb lesz, s a sebességek is gyorsan növekednek. Az ilyen mozgás nyomon követése numerikus integrálással csak igen kis lépésközzel lehetséges, a kerekítési és a közelítési módszerből adódó hibák miatt azonban a numerikus eredmények pontossága a szoros megközelítés után igen gyenge lesz.

A klasszikus égi mechanikai feladatokban az égitestek szoros megközelítése nem fordul elő. Más a helyzet azonban a mesterséges égitesteknél, ahol a természetes és mesterséges égitestek közti szoros megközelítés szinte mindennapos eseménynek számít. Példaként elég, ha egy a Föld és Hold között „közlekedő” űrhajóra gondolunk, melynek pályája mind induláskor, mind érkezéskor szorosan megközelíti valamelyik égitestet, sőt a mozgás ténylegesen az égitestek felszínéről indul és ott is fejeződik be. Jóllehet az égitestek kiterjedése miatt az $r_1=0, r_2=0$ szinguláris pontok nem érhetők el, azonban a szoros megközelítés miatt fellépő nagy gravitációs erők és gyorsan változó sebességek megnehezítik a mozgás pontos meghatározását.

Az elméleti érdekességen kívül tehát komoly gyakorlati jelentősége is van azoknak a vizsgálatoknak, melyek célja a mozgás szinguláris differenciálegyenleteinek reguláris differenciálegyenletekké való áttranszformálása. Ezt az eljárást *regularizációnak* nevezik. A következőkben az egycentrum-probléma és a korlátozott háromtest-probléma néhány regularizáló transzformációját ismertetjük. Megemlítjük, hogy az általános háromtest-probléma regularizációjával kapcsolatban K. F. SUNDMAN (1912) végzett mélyreható vizsgálatokat.

Az egycentrum-probléma (2.1.2) szerinti

$$\ddot{\mathbf{r}} = -\frac{\mu}{r^3} \mathbf{r} \quad (2.3.30)$$

mozgásegyenlete az $r=0$ helyen szinguláris. A regularizáló transzformáció általában a független változó transzformálásából és koordinátatranszformációból áll. A regularizáció lényegesebb része az időtranszformáció. Olyan új időskálára van szükség, amely a mozgást a szinguláris hely közelében lelassítja. A koordinátatranszformáció a szinguláris hely környékén a pályák geometriai viszonyait határozza meg.

Az $r=0$ eset a két tömegpont ütközésének felel meg. Ez csak egyenes vonalú mozgás esetén következhet be. Az ütközés miatti szingularitás egyedül a független változó transzformálásával is regularizálható. Ezt a transzformációt már EULER (1765) is elvégezte. Tegyük fel, hogy az egyenes vonalú mozgás az x tengely mentén történik. A mozgás energiaintegrálja

$$\dot{x}^2 = \frac{2\mu}{x} + 2h,$$

ahol h konstans. A τ új független változót vezessük be a

$$\frac{d\tau}{dt} = g(x) \quad (2.3.31)$$

összefüggéssel. Ekkor az energiaintegrálból kapjuk, hogy

$$x'^2 = g^2 \left(\frac{2\mu}{x} + 2h \right),$$

ahol a vessző a τ szerinti deriválást jelenti.

Látható, hogy $x \rightarrow 0$ esetén x' véges marad, ha

$$g^2 = a_1 x + a_2 x^2 + \dots$$

alakú. Ha például $g=x$, a (2.3.31) transzformáció alkalmazásával a regularizált mozgásegyenlet

$$x'' - 2hx - \mu = 0$$

lesz. Ennek az állandó együtthatós, lineáris másodrendű differenciálegyenletnek a megoldása (h -tól függően) könnyen felírható, segítségével az egyenes vonalú mozgás és a tömegpontok ütközése egyszerűen vizsgálható.

Mivel az egyenes vonalú mozgás esetén $x=r$, a (2.3.31) transzformáció

$$\frac{d\tau}{dt} = r$$

alakú. Ennek általánosítása a *Sundman*-transzformáció (1912):

$$\frac{dt}{d\tau} = \alpha \tau^n, \quad (2.3.32)$$

ahol α konstans. Ilyen típusú regularizáló transzformáció $n=1, 2$, és $3/2$ esetén ismeretes. Kimutatható, hogy a τ új független változó $n=1$ esetén az E excentrikus anomáliával, $n=2$ esetén a v valódi anomáliával egyezik meg. [Az α konstans: $\alpha=(2h)^{-1/2}$, h az összenergia, az első esetben, illetve $\alpha=c^{-1}$, c az impulzusmomentum nagysága, a második esetben.] Az $n=3/2$ esetben (2.3.32) a középső anomáliát (intermediate anomaly) definiálja. (Ekkor $\alpha=\mu^{-1/2}$). Ezeknek a változóknak független változóként való használata a perturbált kéttest-probléma numerikus integrálásakor célszerű.

A szinguláris hely körüli pályák vizsgálatához már koordinátatranszformáció is szükséges. A mozgás síkjának az xy síkot választva és a $z=x+\sqrt{-1}y$ komplex változót bevezetve a regularizáló transzformáció általános formában

$$z = f(w),$$

$$\frac{dt}{d\tau} = g(w)$$

alakú, ahol f komplex, g valós függvénye a $w=u+\sqrt{-1}v$ komplex változónak. Az irodalomban népszerű a *Levi-Civita*-transzformáció (1918):

$$z = w^2, \quad (2.3.33)$$

$$\frac{dt}{d\tau} = 4|w|^2,$$

amely a

$$\ddot{z} = -\frac{\mu z}{|z|^3}$$

mozgásegyenletet a

$$w'' + 4Cw = 0 \quad (2.3.34)$$

egyenletbe transzformálja, ahol a C konstans a kezdőfeltételek ismeretében a

$$C = \frac{2\mu}{|z|} - |\dot{z}|^2$$

összefüggésből (a *Jacobi*-integrállal analóg alakba írt energiaintegrálból) kiszámítható. A (2.3.34) egyenlet megoldása közvetlenül felírható:

$$C > 0, \quad w = A \cos 2\sqrt{C} \tau + B \sin 2\sqrt{C} \tau,$$

$$C < 0, \quad w = A \operatorname{ch} 2\sqrt{-C} \tau + B \operatorname{sh} 2\sqrt{-C} \tau,$$

$$C = 0, \quad w = A + B\tau,$$

ahol A, B állandók.

A háromdimenziós esetben (2.3.30)-at a *Kustaanheimo—Stiefel*-transzformáció (1964) regularizálja. A röviden KS-transzformációnak nevezett eljárás a *Levi-Civita*-transzformáció általánosítása. A KS-transzformáció részletes leírása és a perturbált

kéttest-problémára való alkalmazása E. L. STIEFEL és G. SCHEIFELE (1971) könyvében található.

A korlátozott háromtest-probléma esetében *lokális és globális regularizációt* szokás megkülönböztetni. A (2.3.13) egyenleteknek két szingularitása van az $r_1=0$ és $r_2=0$ pontokban, melyek a két fő tömegponttal való ütközésnek felelnek meg. Lokális regularizációról akkor beszélünk, ha a transzformáció csak az egyik szingularitást regularizálja. A *Levi-Civita*-transzformációval lokálisan mindkét szingularitást regularizálható. Így a $(\mu, 0)$ koordinátájú, $1-\mu$ tömegű tömegponttal való ütközést a

$$z = w^2 + \mu, \quad (2.3.35)$$

$$\frac{dr}{d\tau} = 4|w|^2$$

transzformáció, a $(\mu-1, 0)$ koordinátájú, μ tömegű tömegponttal való ütközést a

$$z = w^2 + \mu - 1, \quad (2.3.36)$$

$$\frac{dr}{d\tau} = 4|w|^2$$

transzformáció regularizálja. Az első esetben a regularizált mozgásegyenletek:

$$u'' - 8(u^2 + v^2)v' = \Omega_u^*, \quad (2.3.37)$$

$$v'' + 8(u^2 + v^2)u' = \Omega_v^*,$$

ahol

$$\Omega^* = 2 \left[(u^2 + v^2)^3 + 2\mu(u^4 - v^4) + (\mu - C)(u^2 + v^2) + 2(1 - \mu) + \frac{2\mu(u^2 + v^2)}{[(u^2 + v^2)^2 + 1 + 2(u^2 - v^2)]^{1/2}} \right],$$

és C a *Jacobi*-konstans. A (2.3.37) egyenletek szingulárisak a $(\mu-1, 0)$ pontban. A (2.3.36) transzformáció alkalmazásával kapott egyenletek (2.3.27)-hez hasonlók lesznek, melyek azonban a $(\mu, 0)$ pontban szingulárisak. A mozgásegyenletek numerikus integrálásakor így felváltva kell a regularizált egyenleteket használni, attól függően, hogy a harmadik tömegpont melyik fő tömegponthoz kerül közel.

Globális vagy szimultán regularizáció esetén egy $z=f(w)$ transzformáció mindkét szingularitást kitranszformálja a mozgásegyenletekből. Ilyen a *Birkhoff*- (1915), a *Thiele*- (1896), *Burrau*- (1906) és a *Lemaître*- (1954) transzformáció. Ezek részletes ismertetésére nézve V. SZEBEHELY (1967) már említett könyvére utalunk. Megjegyezzük, hogy a mozgásegyenletek numerikus integrálásakor mindig a regularizált egyenleteket célszerű használni, ha a tömegpontok közel kerülnek egymáshoz.

2.3.8. Periodikus megoldások

Mivel a korlátozott háromtest-problémának a *Jacobi*-integrálon kívül más integrálja nem ismeretes, és így a lehetséges megoldások összessége nem határozható meg, a kutatások már nagyon korán a periodikus megoldások felé irányultak. H. POINCARÉ (1892) a korlátozott háromtest-problémáról írott klasszikus munkájában a peri-

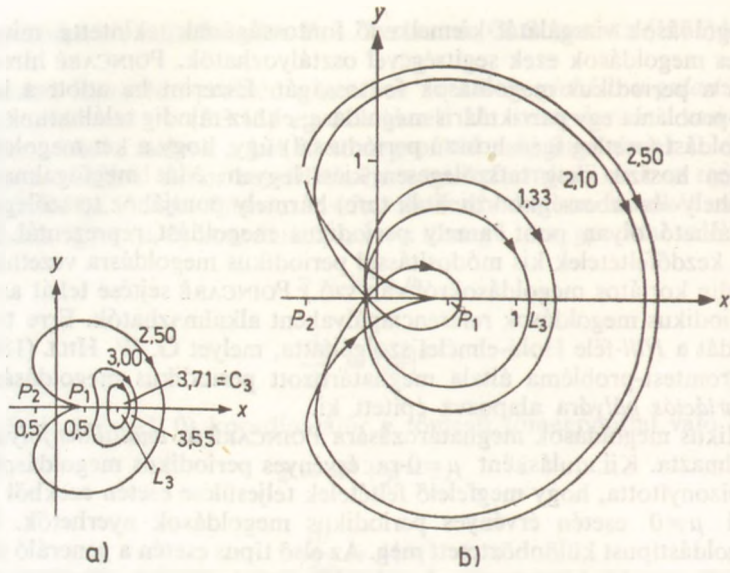
odikus megoldások vizsgálatát kiemelkedő fontosságúnak tekintette, mivel szerinte a lehetséges megoldások ezek segítségével osztályozhatók. POINCARÉ híres sejtése is jól tükrözi a periodikus megoldások fontosságát. Eszerint ha adott a korlátozott háromtest-probléma egy partikuláris megoldása, ehhez mindig találhatunk egy periodikus megoldást (esetleg igen hosszú periódussal) úgy, hogy a két megoldás eltérése tetszőlegesen hosszú ideig tetszőlegesen kicsi legyen. Más megfogalmazásban: a fázistér (a hely- és sebességkoordináták tere) bármely pontjához tetszőlegesen közel mindig található olyan pont, amely periodikus megoldást reprezentál. Így tehát tetszőleges kezdőfeltételek kis módosítással periodikus megoldásra vezetnek. (Fentiekben mindig korlátos megoldásokról van szó.) POINCARÉ sejtése tehát azt sugallja, hogy a periodikus megoldások referenciapályaként alkalmazhatók. Erre ténylegesen az első példát a Hill-féle Hold-elmélet szolgáltatta, melyet G. W. HILL (1878) a korlátozott háromtest-probléma általa meghatározott periodikus megoldására, az ún. *Hill-féle variációs pályára* alapozva épített ki.

A periodikus megoldások meghatározására POINCARÉ az *analitikus folytatás módszerét* alkalmazta. Kiindulásként $\mu=0$ -ra érvényes periodikus megoldásokat tekintett, és bebizonyította, hogy megfelelő feltételek teljesülése esetén ezekből analitikus folytatással $\mu \neq 0$ esetén érvényes periodikus megoldások nyerhetők. POINCARÉ három megoldástípust különböztetett meg. Az első típus esetén a generáló periodikus megoldás két egysíkú körmozgás. A második típust egysíkú elliptikus mozgások generálják. A harmadik típusnál a generáló megoldás két különböző síkú elliptikus mozgás.

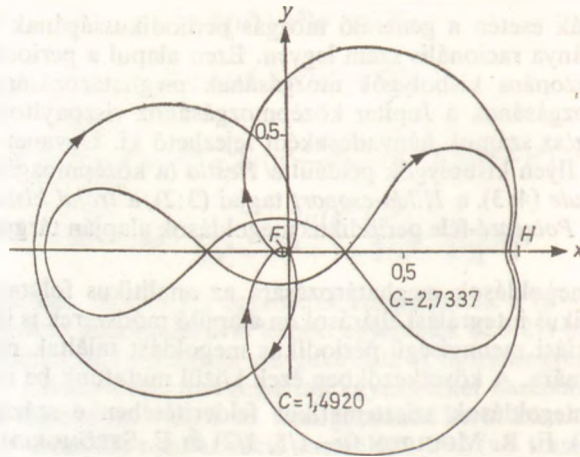
Elliptikus pályák esetén a generáló mozgás periodikusságának feltétele, hogy a keringési idők aránya racionális szám legyen. Ezen alapul a periodikus megoldások alkalmazása a rezonáns kisbolygók mozgásának meghatározására. Az ilyen kisbolygók középmozgásának a Jupiter középmozgásához viszonyított aránya igen jó közelítéssel kis egész számok hányadosaként fejezhető ki. Ugyanez igaz a keringési idők arányára is. Ilyen kisbolygók például a *Hestia* (a középmozgások aránya 3:1), *Hecuba* (2:1), *Thule* (4:3), a *Hilda-csoport* tagjai (3:2), a *Irójai kisbolygók* (1:1) stb. Számos elmélet a *Poincaré-féle* periodikus megoldások alapján tárgyalja e kisbolygók mozgását.

A periodikus megoldások meghatározására az analitikus folytatáson kívül más, elsősorban numerikus integrálási eljárásokon alapuló módszerek is ismeretesek. Ezek alkalmazásával óriási mennyiségű periodikus megoldást találtak már a korlátozott háromtest-problémára. A következőkben ezek közül mutatunk be néhányat.

A periodikus megoldások szisztematikus felderítésében e század elején G. H. DARWIN ($\mu=1/11$), F. R. MOULTON ($\mu=1/5, 1/2$) és E. STRÖMGREN ($\mu=1/2$) végzett úttörő munkát. STRÖMGREN irányításával a koppenhágai obszervatóriumban különösen nagy mennyiségű periodikus pályát számítottak a $\mu=1/2$ esetben. Ebben az úgynevezett *koppenhágai problémában* a két fő tömegpont egyenlő tömegű, s így a kapott periodikus megoldások szimmetrikusak a forgó koordináta-rendszer y tengelyére nézve. STRÖMGREN számos periodikus pályacsaládot talált. Ilyenek az L_1, L_2, L_3 körüli retrográd periodikus pályák (melyek az e pontok körüli infinitezimálisan kis amplitúdójú pályákból indulnak ki), valamint a fő tömegpontok körüli direkt és retrográd periodikus pályák. A *2.27a ábra* az L_3 körüli retrográd periodikus pályacsaládot mutatja be. Az egyes pályák a *C Jacobi-konstanssal* jellemezhetők. $\mu=1/2$ -re L_3 -ban $C_3=3,7068$, így a pályacsalád ettől a *C* értéktől indul. A *2.27a ábrán* látható pályák $C=3,55, 3,00, 2,50$ -nek felelnek meg. Ez utóbbi a (0,5, 0) pontban levő egyik fő tömegpontba ütközik. A pályacsalád folytatása a *2.27b ábrán* látható. *C* csökkenésével az iménti fő tömegpontot körülhurkoló pálya alakul ki. A belső hurok mérete



2.27. ábra. Periodikus pályák L_2 körül $\mu=1/2$ esetén



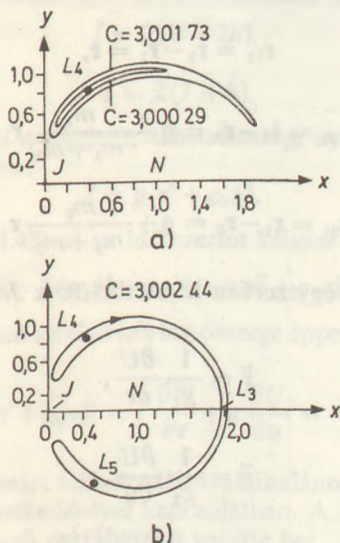
2.28. ábra. Periodikus pályák a Föld—Hold rendszerben

nő, a külső csökken. $C \approx 1,31$ -nél a kettő egybeesik, és egy ovális alakú görbébe megy át, amely az x tengelyt L_3 -ban merőlegesen metszi.

Az 1960-as évek elején az űrkutatási programok megindulásával nagy lendületet vett a periodikus pályák vizsgálata a Föld—Hold rendszerben ($\mu \approx 0,012$). Számos periodikus pályacsaládot találtak, köztük különlegesen bonyolultakat is. Ezek közül különösen azok voltak érdekesek, amelyek mind a Földhöz, mind a Holdhoz közel kerülnek. A 2.28. ábrán két periodikus pályát mutatunk be R. BROUCKE (1962) eredményeiből.

Az L_4, L_5 pontok körüli periodikus megoldások tanulmányozása is sok kutatót foglalkoztatott. Ezek ismerete különösen a *trójai kisbolygók* mozgásának meghatáro-

zása szempontjából fontos. A Nap—Jupiter rendszer ($\mu \approx 0,001$) L_4 , L_5 pontjai körüli periodikus megoldásokat mutat be a 2.29. ábra E. RABE (1961) eredményei alapján. A 2.29a ábrán a szakirodalom elnevezése szerinti ebihal alakú pályák láthatók — közelítőleg ilyeneken mozognak a trójai kisbolygók egy a Nap körül a Jupiterrel együtt forgó koordináta-rendszerből nézve. A 2.29b ábra a híres lópatkó alakú periodikus pályát mutatja be, amely közrefogja az L_3 , L_4 , L_5 pontokat. Újabbban már erre a megoldásra is ismerünk a természetben előforduló példát. A Szaturnusz 1980-ban felfedezett 10. és 11. holdja úgy kering a bolygó körül, hogy ha például a 11. hold mozgását egy a bolygó körül a 10. holddal együtt forgó koordináta-rendszerből nézzük, akkor a 11. hold pályája közelítőleg a lópatkó alakú megoldást valósítja meg.

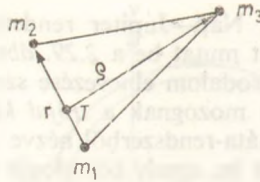


2.29. ábra. Periodikus megoldások a Nap—Jupiter rendszer L_4 , L_5 pontjai körül

A periodikus megoldásokat a térbeli korlátozott háromtest-problémában és az elliptikus korlátozott háromtest-problémában is intenzíven tanulmányozták. A gyors számítógépek térhódításával az általános háromtest-probléma periodikus megoldásainak vizsgálata is lehetővé vált. Periodikus megoldásokat már az n -test-problémára is sikerült meghatározni. Jelenleg a periodikus megoldásokra vonatkozó kutatások fő irányvonalát az általános háromtest-probléma periodikus megoldásainak szisztematikus felderítése képezi.

2.3.9. Az általános háromtest-probléma

Az általános háromtest-probléma (a tömegek tetszőlegesek) vizsgálatokor gyakran alkalmazzák a Jacobi-féle koordinátákat. Ezek jelentését a 2.30. ábra mutatja, melyen \mathbf{r} és \mathbf{q} a Jacobi-féle helyvektorok: \mathbf{r} az m_2 relatív helyvektora m_1 -hez képest, \mathbf{q} az m_3 relatív helyvektora m_1 és m_2 tömegközéppontjához képest. A rendszer mozgása \mathbf{r} és



2.30. ábra. A Jacobi-koordináták

q segítségével egyértelműen leírható. A Jacobi-koordináták használata ekvivalens azzal, hogy a mozgásegyenletek eredeti tizenhétrendű differenciálegyenlet-rendszerét a súlypontintegrálok felhasználásával tizenkétrendűre redukáljuk. Felhasználva az

$$\mathbf{r}_{12} = \mathbf{r}_2 - \mathbf{r}_1 = \mathbf{r},$$

$$\mathbf{r}_{23} = \mathbf{r}_3 - \mathbf{r}_2 = q - \frac{m_1}{m_1 + m_2} \mathbf{r},$$

$$\mathbf{r}_{31} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_3 = q + \frac{m_2}{m_1 + m_2} \mathbf{r}$$

összefüggéseket, (2.3.1)-ből egyszerűen levezethetők a Jacobi-koordinátákra vonatkozó mozgásegyenletek:

$$\ddot{\mathbf{r}} = \frac{1}{g_1} \frac{\partial U}{\partial \mathbf{r}}, \tag{2.3.38}$$

$$\ddot{q} = \frac{1}{g_2} \frac{\partial U}{\partial q},$$

ahol

$$g_1 = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2},$$

$$g_2 = \frac{m_3(m_1 + m_2)}{m_1 + m_2 + m_3},$$

és

$$U = k^2 \left(\frac{m_1 m_2}{r} + \frac{m_2 m_3}{r_{23}} + \frac{m_3 m_1}{r_{31}} \right),$$

$$r = |\mathbf{r}|, \quad r_{23} = |\mathbf{r}_{23}|, \quad r_{31} = |\mathbf{r}_{31}|.$$

(2.3.38) első integráljai:

1. Az impulzusmomentum-integrál:

$$\mathbf{g}_1 \mathbf{r} \times \dot{\mathbf{r}} + \mathbf{g}_2 q \times \dot{q} = \mathbf{c}, \tag{2.3.39}$$

ahol \mathbf{c} a rendszer konstans impulzusmomentuma.

2. Az energiainTEGRÁL:

$$T - U = h, \tag{2.3.40}$$

ahol

$$T = \frac{1}{2} (g_1 \dot{\mathbf{r}}^2 + g_2 \dot{\mathbf{q}}^2)$$

a kinetikus, $-U$ a potenciális energia, h az energiaállandó.

A rendszer dinamikai viselkedésének vizsgálatában fontos szerepet játszik a *Lagrange—Jacobi-egyenlet*, melyet LAGRANGE a háromtest-problémára vezetett le (1772) és amelyet C. G. J. JACOBI az n -test-problémára általánosított (1842). A *Lagrange—Jacobi-egyenlet*:

$$\dot{I} = 2(2T - U), \quad (2.3.41)$$

amit (2.3.40) felhasználásával az

$$\dot{I} = 2(U + 2h), \quad (2.3.42)$$

$$\dot{I} = 2(T + h)$$

alakban is szokás írni. Itt I a rendszer tehetetlenségi nyomatéka a rendszer tömegközéppontjára vonatkoztatva:

$$I = g_1 \mathbf{r}^2 + g_2 \mathbf{q}^2. \quad (2.3.43)$$

(2.3.41) igazolásához (2.3.43)-at az idő szerint kétszer differenciálva kapjuk, hogy

$$\dot{I} = 2(g_1 \dot{\mathbf{r}}^2 + g_2 \dot{\mathbf{q}}^2 + g_1 \mathbf{r} \ddot{\mathbf{r}} + g_2 \mathbf{q} \ddot{\mathbf{q}}).$$

Itt a jobb oldalon a zárójelben az első két tag összege éppen $2T$, az utolsó két tag pedig (2.3.38) felhasználásával

$$g_1 \mathbf{r} \ddot{\mathbf{r}} + g_2 \mathbf{q} \ddot{\mathbf{q}} = \mathbf{r} \frac{\partial U}{\partial \mathbf{r}} + \mathbf{q} \frac{\partial U}{\partial \mathbf{q}} = -U.$$

A *Lagrange—Jacobi-egyenlet* felhasználásával általános következtetések vonhatók le a rendszer dinamikai viselkedésével kapcsolatban. A lehetséges mozgástípusokra SZEBEHELY (1974) a következő osztályozást vezette be:

1. $h > 0$. Ebben az esetben a rendszer felbomlik. (2.3.42) szerint ugyanis $\dot{I} \cong 4h > 0$, így $I \cong 2ht^2 + at + b$ (a, b konstans). Így $t \rightarrow \infty$ -re $I \rightarrow \infty$, és (2.3.43) szerint vagy $r \rightarrow \infty$, vagy $q \rightarrow \infty$, vagy mindkettő egyszerre teljesül. Utóbbi eset az *explózió*, melyben mindegyik test hiperbolikus, vagy kettő hiperbolikus és egy parabolikus pályán távolodik, midőn $t \rightarrow \infty$. A $t \rightarrow \infty$ esetén kialakuló úgynevezett *végső mozgások* osztályozásával elsőként J. CHAZY (1928) foglalkozott. Az *explózió*nak a *Chazy-féle osztályozás* szerint a *hiperbolikus mozgás* (a testek közti összes r_{ij} távolságra $r_{ij} \rightarrow t$, midőn $t \rightarrow \infty$), illetve a *hiperbolikus-parabolikus mozgás* ($r_{12} \rightarrow t^{2/3}$, $r_{23}, r_{31} \rightarrow t$, midőn $t \rightarrow \infty$) felel meg. Ha r és q közül csak az egyik, például $q \rightarrow \infty$, akkor r korlátos marad. Ekkor két tömegpont (esetünkben m_1 és m_2) egy kettős rendszert alkot, a harmadik pedig hiperbolikus pályán eltávozik. Ez az eset az *elszökés*, vagy CHAZY szerint a *hiperbolikus-elliptikus mozgás*.

2. $h = 0$. A rendszer ebben az esetben is felbomlik, ugyanis $\dot{I} = 2U > 0$. A lehetséges mozgástípusok: elszökés és *explózió*, vagy a *Chazy-féle terminológia* szerint hiperbolikus-elliptikus mozgás, illetve parabolikus mozgás (mindegyik $r_{ij} \rightarrow t^{2/3}$, midőn $t \rightarrow \infty$).

3. $h < 0$. Mivel $\dot{I} \cong 0$, a lehetséges esetek vizsgálata hosszabb megfontolást igényel, melynek részleteibe itt nem bocsátkozhatunk. A lehetséges mozgások egy része korlátos. Ezeknek több típusát lehet megkülönböztetni. Ilyen az, amikor a három test

egymás után többször igen közel kerül egymáshoz (szoros megközelítéseken megy keresztül). Ennek a típusnak a neve: *közjáték*, ami arra utal, hogy a vizsgálatok szerint ez a fajta mozgás szükségszerűen megelőzi a kidobást és elszökést. *Kidobáson* az olyan mozgást értik, melynek során két test egy kettős rendszert alkot, a harmadik pedig elliptikus relatív sebességgel kidobódik. Fontos eset a *keringő mozgás* esete, amikor két test egy szoros kettős rendszert alkot, a harmadik pedig ezektől távolabb, körülöttük kering. Ennek a mozgásnak a stabilitása a q/r aránytól függ. Ha q/r elegendően nagy, a rendszer mozgása stabil (feltéve, hogy m_1, m_2 alkotja a szoros kettőt, és m_3 ezek körül kering). A mozgás jellege közjátékba megy át, ha $q/r \approx 1$. A kidobás szélsőséges eseteként előfordulhat, hogy a kidobódott harmadik test tetszőleges messzire eltávolodik, majd visszatér, és ez ismétlődik. Ez az eset az *oszcilláció*. A korlátos mozgások további típusait az *egyensúlyi megoldások* (Lagrange-féle háromszög és egyenes vonalú megoldások) és a *periodikus megoldások* jelentik.

Ha egy kettős rendszer keletkezésekor a harmadik test elegendően nagy energiával dobódik ki, hiperbolikus vagy parabolikus pályán el is távozik a rendszerből. Az elszökés esete tehát $h < 0$ mellett is előfordulhat.

A háromtest-probléma lehetséges mozgástípusait a következő táblázat foglalja össze:

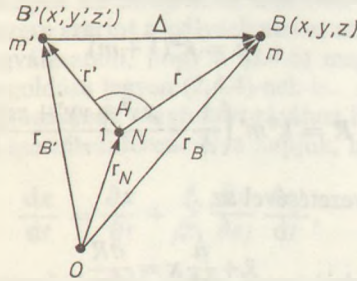
Feltétel	Mozgástípus
$h > 0, I \rightarrow \infty$	Hiperbolikus, explózió Hiperbolikus-parabolikus, explózió Hiperbolikus-elliptikus, elszökés
$h = 0, I \rightarrow \infty$	Parabolikus, explózió Hiperbolikus-elliptikus, elszökés
$h < 0, i < I_{max}$	Közjáték Kidobás Keringő mozgás Oszcilláció Egyensúlyi megoldások Periodikus megoldások
	} Korlátos mozgások
$I \rightarrow \infty$	Hiperbolikus-elliptikus, elszökés Parabolikus-elliptikus, elszökés

Amit a táblázat nem mutat, az az a felismerés (T. A. AGEKJAN, 1967, V. SZEBEHELY, 1967), hogy a hármas rendszerek túlnyomó többségében az elszökés esete valósul meg: rendszerint a két nagyobb tömegű test egy szoros kettős rendszert alkot, a legkisebb harmadik pedig hiperbolikus pályán eltávozik. Más szóval, tetszőleges kezdőfeltételek mellett elegendően hosszú idő múlva a mozgás jellege hiperbolikus-elliptikus lesz. Ez a nagyszámú pálya numerikus integrálásán alapuló eredmény megerősíti azt a *Birkhoff-féle sejtést* (1927), amely szerint a lehetséges mozgások sokaságát az elszökésre vezető mozgások ($I \rightarrow \infty$, midőn $t \rightarrow \infty$) sűrűn töltik ki.

2.4. Perturbációszámítás

2.4.1. Az állandók variálásának módszere

A bolygók mozgását a Nap körül, vagy a holdak keringését a bolygók körül első közelítésben a kéttest-probléma alapján vizsgálhatjuk. Ha azonban ezen égitestek pontos mozgására vagyunk kíváncsiak, egymásra gyakorolt hatásukat is figyelembe kell venni. Ezzel foglalkozik a perturbációszámítás, melynek alapfeladata a *perturbált kéttest-probléma*.



2.31. ábra. A perturbált kéttest-probléma jelölései

Tekintsük a Napot és annak két, B és B' bolygóját (2.31. ábra)! Határozzuk meg a B bolygó Nap körüli mozgását, feltéve, hogy rá a Nap és a B' bolygó gravitációs vonzása hat! A 2.31. ábra jelöléseivel az egyes (tömegpontnak tekintett) égitestek mozgásegyenletei egy O középpontú inerciarendszerben:

$$m\ddot{\mathbf{r}}_B = -k^2 \frac{m}{r^3} \mathbf{r} - k^2 \frac{mm'}{\Delta^3} \Delta,$$

$$m'\ddot{\mathbf{r}}_{B'} = -k^2 \frac{m'}{r'^3} \mathbf{r}' + k^2 \frac{mm'}{\Delta^3} \Delta, \quad (2.4.1)$$

$$\ddot{\mathbf{r}}_N = k^2 \frac{m}{r^3} \mathbf{r} + k^2 \frac{m'}{r'^3} \mathbf{r}',$$

ahol

$$r = |\mathbf{r}|, \quad r' = |\mathbf{r}'|,$$

$$\Delta = |\Delta| = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + (z-z')^2}.$$

(2.4.1)-ben a Nap tömegét 1-nek vettük, m és m' a B , illetve B' bolygó tömege, a Nap tömegével, mint egységgel kifejezve. (2.4.1)-ből

$$\mathbf{r} = \mathbf{r}_B - \mathbf{r}_N,$$

$$\mathbf{r}' = \mathbf{r}_{B'} - \mathbf{r}_N$$

felhasználásával kapjuk a B , B' bolygók Nap körüli mozgását meghatározó mozgás-

egyenleteket:

$$\begin{aligned}\ddot{\mathbf{r}} &= -\frac{k^2(1+m)}{r^3}\mathbf{r} - k^2m'\left(\frac{\Delta}{\Delta^3} + \frac{\mathbf{r}'}{r'^3}\right), \\ \ddot{\mathbf{r}}' &= -\frac{k^2(1+m')}{r'^3}\mathbf{r}' + k^2m\left(\frac{\Delta}{\Delta^3} - \frac{\mathbf{r}}{r^2}\right).\end{aligned}\tag{2.4.2}$$

Látható, hogy mindkét bolygó mozgásegyenlete a másik bolygó koordinátáitól is függ. Az egyenletek ezért nem oldhatók meg egymástól függetlenül. (2.4.2) megoldását az egyszerűség kedvéért csak a B bolygó esetére mutatjuk be, a B' bolygó mozgásegyenletét ezzel együtt, hasonlóan kell megoldani.

(2.4.2) első egyenlete a

$$\mu = k^2(1+m)$$

jelölés, valamint az

$$R = k^2m'\left(\frac{1}{\Delta} - \frac{xx' + yy' + zz'}{r'^3}\right)\tag{2.4.3}$$

perturbációs függvény bevezetésével az

$$\begin{aligned}\ddot{x} + \frac{\mu}{r^3}x &= \frac{\partial R}{\partial x}, \\ \ddot{y} + \frac{\mu}{r^3}y &= \frac{\partial R}{\partial y}, \\ \ddot{z} + \frac{\mu}{r^3}z &= \frac{\partial R}{\partial z}\end{aligned}\tag{2.4.4}$$

alakban írható (x, y, z a derékszögű koordináták). Ezek a perturbált kéttest-probléma mozgásegyenletei. (2.4.4)-ben a B' bolygó B -re kifejtett perturbáló hatását az R perturbációs függvény tartalmazza. R -ben az első tag B' -nek a B -re gyakorolt közvetlen hatását adja meg. Ez a perturbációs függvény fő része. R -ben a második tag onnan adódik, hogy B' a Nap mozgását is befolyásolja, és ez perturbációként jelentkezik B Nap körüli mozgásában. Ez a perturbációs függvény indirekt része. Látható, hogy $R=0$ -ra (2.4.4)-ből a perturbálatlan kéttest-probléma mozgásegyenleteit, pontosabban azoknak az egycentrum-problémára redukált alakját kapjuk:

$$\begin{aligned}\ddot{x} + \frac{\mu}{r^3}x &= 0, \\ \ddot{y} + \frac{\mu}{r^3}y &= 0, \\ \ddot{z} + \frac{\mu}{r^3}z &= 0.\end{aligned}\tag{2.4.5}$$

(2.4.4) megoldására többféle módszer ismeretes. Itt az állandók variálásának klasszikus módszerét mutatjuk be, amely igen szemléletes módon adja meg a perturbált kéttest-probléma megoldását. A módszer alapelveit L. EULER (1753) dolgozta ki a Hold mozgásának vizsgálata során. Az eljárás lényege, hogy az $R=0$ -ra adódó

(2.4.5) egyenletrendszer általános megoldásában fellépő integrációs állandókat az idő függvényének tekintve oly módon választják meg, hogy (2.4.5) megoldását velük kifejezve az megoldása legyen (2.4.4)-nek is.

(2.4.5) megoldását a 2.1. fejezetben már megkaptuk. Eszerint a koordináták a pályaelemek és az idő függvényei:

$$\begin{aligned}x &= x(c_1, c_2, \dots, c_6, t), \\y &= y(c_1, c_2, \dots, c_6, t), \\z &= z(c_1, c_2, \dots, c_6, t),\end{aligned}\tag{2.4.6}$$

ahol c_j -k a pályaelemek (melyek az integrációs állandók szerepét játszhatják). Az állandók variálásának módszere szerint a pályaelemeket az idő függvényének tekintjük, és ezeket úgy kell megválasztani, hogy a (2.4.6) megoldás az időben változó pályaelemekkel kifejezve megoldása legyen (2.4.4)-nek is.

A pályaelemek időbeli változásának meghatározásához helyettesítsük be (2.4.6)-ot (2.4.4)-be! (2.4.6)-ot a t idő szerint differenciálva kapjuk, hogy

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\partial x}{\partial t} + \sum_{j=1}^6 \frac{\partial x}{\partial c_j} \frac{dc_j}{dt},$$

és hasonló egyenletek érvényesek y -ra és z -re is. Innen újabb differenciálással kapjuk a perturbált gyorsulásokat, melyeket (2.4.4)-be helyettesítve a c_j pályaelemek deriváltjaira vonatkozó egyenletekhez jutunk. Mivel azonban így csak három egyenletet kapunk, az ismeretlen pályaelemek száma viszont hat, azért hogy egyértelmű megoldást kapjunk, még három tetszőleges kiegészítő feltevést írhatunk fel. Célszerű azt feltenni, hogy

$$\begin{aligned}\sum_{j=1}^6 \frac{\partial x}{\partial c_j} \frac{dc_j}{dt} &= 0, \\ \sum_{j=1}^6 \frac{\partial y}{\partial c_j} \frac{dc_j}{dt} &= 0, \\ \sum_{j=1}^6 \frac{\partial z}{\partial c_j} \frac{dc_j}{dt} &= 0.\end{aligned}\tag{2.4.7}$$

Ekkor ugyanis a perturbált. illetve perturbátlan sebességkomponensek (dx/dt , illetve $\partial x/\partial t$) egymással megegyeznek:

$$\begin{aligned}\frac{dx}{dt} &= \frac{\partial x}{\partial t}, \\ \frac{dy}{dt} &= \frac{\partial y}{\partial t}, \\ \frac{dz}{dt} &= \frac{\partial z}{\partial t}.\end{aligned}\tag{2.4.8}$$

Így a perturbált mozgásnak nemcsak a hely-, hanem a sebességkoordinátáit is a perturbátlan mozgás megfelelő összefüggéseiből számíthatjuk ki (természetesen a perturbált esetben időben változó pályaelemeket véve).

(2.4.8)-at t szerint differenciálva kapjuk:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + \sum_{j=1}^6 \frac{\partial^2 x}{\partial t \partial c_j} \frac{dc_j}{dt},$$

és ugyanilyen egyenlet érvényes y -ra és z -re is. Ezeket (2.4.4)-be helyettesítve, és megfontolva, hogy

$$\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} + \frac{\mu}{r^3} x = 0,$$

$$\frac{\partial^2 y}{\partial t^2} + \frac{\mu}{r^3} y = 0,$$

$$\frac{\partial^2 z}{\partial t^2} + \frac{\mu}{r^3} z = 0,$$

[ugyanis a perturbálatlan gyorsulásokra a (2.4.5) egyenletek érvényesek], kapjuk:

$$\sum_{j=1}^6 \frac{\partial^2 x}{\partial t \partial c_j} \frac{dc_j}{dt} = \frac{\partial R}{\partial x},$$

$$\sum_{j=1}^6 \frac{\partial^2 y}{\partial t \partial c_j} \frac{dc_j}{dt} = \frac{\partial R}{\partial y}, \quad (2.4.9)$$

$$\sum_{j=1}^6 \frac{\partial^2 z}{\partial t \partial c_j} \frac{dc_j}{dt} = \frac{\partial R}{\partial z}.$$

A c_j pályaelemeknek az idő függvényeként való meghatározására a (2.4.7), (2.4.9) egyenletek állnak rendelkezésünkre. Célszerű ezeket az egyenleteket először a dc_j/dt ismeretlenekre megoldani. Erre LAGRANGE módszere a következő (1778). Legyen

$$\dot{x} \equiv \frac{\partial x}{\partial t},$$

$$\dot{y} \equiv \frac{\partial y}{\partial t},$$

$$\dot{z} \equiv \frac{\partial z}{\partial t}.$$

Szorozzuk meg (2.4.9) egyenleteit rendre $\frac{\partial x}{\partial c_k}$, $\frac{\partial y}{\partial c_k}$, $\frac{\partial z}{\partial c_k}$ -val, (2.4.7) egyenleteit $-\frac{\partial \dot{x}}{\partial c_k}$, $-\frac{\partial \dot{y}}{\partial c_k}$, $-\frac{\partial \dot{z}}{\partial c_k}$ -val, és az így kapott egyenleteket adjuk össze. Ekkor a

$$\begin{aligned} [c_k, c_j] &= \frac{\partial x}{\partial c_k} \frac{\partial \dot{x}}{\partial c_j} - \frac{\partial x}{\partial c_j} \frac{\partial \dot{x}}{\partial c_k} + \\ &+ \frac{\partial y}{\partial c_k} \frac{\partial \dot{y}}{\partial c_j} - \frac{\partial y}{\partial c_j} \frac{\partial \dot{y}}{\partial c_k} + \frac{\partial z}{\partial c_k} \frac{\partial \dot{z}}{\partial c_j} - \frac{\partial z}{\partial c_j} \frac{\partial \dot{z}}{\partial c_k} \end{aligned} \quad (2.4.10)$$

Lagrange-féle zárójeles kifejezéseket bevezetve, és a

$$\frac{\partial R}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial c_k} + \frac{\partial R}{\partial y} \frac{\partial y}{\partial c_k} + \frac{\partial R}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial c_k} = \frac{\partial R}{\partial c_k}$$

összefüggést figyelembe véve kapjuk, hogy

$$\sum_{j=1}^6 [c_k, c_j] \frac{dc_j}{dt} = \frac{\partial R}{\partial c_k}. \quad (2.4.11)$$

Mivel $k=1, 2, \dots, 6$ lehet, így hat egyenletet kapunk a hat dc_j/dt ismeretlen meghatározására. (2.4.11) megoldásához először ki kell számítani a Lagrange-zárójeleket. Ezzel a következő fejezetben fogunk foglalkozni.

A (2.4.11) egyenleteket kielégítő $c_j(t)$ pályaelemeket *oszkuláló pályaelemeknek* nevezik. Az oszkuláló pályaelemek legfontosabb tulajdonsága, hogy segítségével a perturbált mozgás hely- és sebességkoordinátái a perturbálatlan mozgás hely- és sebességkoordinátáit megadó összefüggésekből számíthatók ki.

Az állandók variálásának módszere szerint a B bolygó perturbált mozgását úgy foghatjuk fel, mint amely olyan ellipszispályán megy végbe, amelynek pályaelemei időben változnak. Minden időpillanathoz hozzárendelhetünk egy az oszkuláló pályaelemek által meghatározott ellipszispályát. Ez annak a perturbálatlan pályának felel meg, amelyen a B bolygó tovább mozogna, ha az adott pillanatban a perturbáció megszűnne. A valódi pálya ezen oszkuláló ellipszisek burkolója lesz.

Ha a perturbációk kicsik, a pályaelemek időben lassan változnak. Ilyenkor a perturbált mozgást egy adott időponthoz tartozó oszkuláló pályával hosszabb időtartamra is jól közelíthetjük. Ezt a tényt gyakran használják égitestek (pl. kisbolygók) efemeriszeinek kiszámításakor.

2.4.2. A bolygómozgások Lagrange-féle egyenletei

Könnyen beláthatók a Lagrange-zárójelek következő tulajdonságai:

1. $[c_k, c_k] = 0,$
2. $[c_k, c_j] = -[c_j, c_k],$ (2.4.12)
3. $\frac{\partial}{\partial t} [c_k, c_j] = 0.$

Az 1. és 2. tulajdonság (2.4.10)-ből közvetlenül adódik. A 3. tulajdonság bizonyítása (a t szerinti parciális deriválást ponttal jelölve):

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} [c_k, c_j] &= \sum_{x,y,z} \left(\frac{\partial \dot{x}}{\partial c_k} \frac{\partial \dot{x}}{\partial c_j} + \frac{\partial x}{\partial c_k} \frac{\partial \ddot{x}}{\partial c_j} - \frac{\partial \dot{x}}{\partial c_j} \frac{\partial \dot{x}}{\partial c_k} - \frac{\partial x}{\partial c_j} \frac{\partial \ddot{x}}{\partial c_k} \right) = \\ &= \sum_{x,y,z} \left[\frac{\partial}{\partial c_j} \left(\dot{x} \frac{\partial x}{\partial c_k} \right) - \frac{\partial}{\partial c_k} \left(\dot{x} \frac{\partial x}{\partial c_j} \right) \right] = \\ &= \frac{\partial}{\partial c_j} \left[\sum_{x,y,z} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mu}{r} \right) \frac{\partial x}{\partial c_k} \right] - \frac{\partial}{\partial c_k} \left[\sum_{x,y,z} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\mu}{r} \right) \frac{\partial x}{\partial c_j} \right] = \\ &= \frac{\partial^2}{\partial c_j \partial c_k} \left(\frac{\mu}{r} \right) - \frac{\partial^2}{\partial c_k \partial c_j} \left(\frac{\mu}{r} \right) = 0. \end{aligned}$$

A *Lagrange*-zárójelek tehát az időtől explicite nem függenek. Így ezek a perturbálatlan pálya bármely pontjához tartozó adatokból kiszámíthatók. Erre a perihéliumpontot szokás választani, itt adódnak ugyanis a legegyszerűbb összefüggések.

A *Lagrange*-zárójelek többféleképpen is kiszámíthatók. Legegyszerűbb ezeket a 2.1. fejezetben megismert P_1, ξ, η pályasíkbeli koordináta-rendszerben kiszámítani. Mivel most P_1 a Nap, ezt a rendszert jelöljük $N\xi\eta$ -val. Ehhez a rendszerhez az ekliptikai $Nxyz$ koordináta-rendszerből három egymást követő, Ω, i, ω szögű elforgatással lehet eljutni (Ω, i, ω a már megismert szögpályaelemek). Ezeket a transzformációkat (2.4.10)-en végrehajtva, továbbá az elliptikus mozgásra vonatkozó összefüggéseket felhasználva, a következő általános összefüggés vezethető le a *Lagrange*-féle zárójeles kifejezésekre.

Az $a, e, i, M_0, \omega, \Omega$ pályaelemek esetén, közülük tetszőleges p, q pályaalempárra

$$[p, q] = \frac{\partial(M_0, L)}{\partial(p, q)} + \frac{\partial(\omega, G)}{\partial(p, q)} + \frac{\partial(\Omega, H)}{\partial(p, q)}, \quad (2.4.13)$$

ahol

$$L = \sqrt{\mu a},$$

$$G = \sqrt{\mu a(1 - e^2)}, \quad (2.4.14)$$

$$H = \sqrt{\mu a(1 - e^2)} \cos i,$$

és

$$\frac{\partial(u, v)}{\partial(p, q)} = \begin{vmatrix} \frac{\partial u}{\partial p} & \frac{\partial u}{\partial q} \\ \frac{\partial v}{\partial p} & \frac{\partial v}{\partial q} \end{vmatrix}$$

a *Jacobi*-determináns.

Ha M_0 helyett az ε, ω helyett a $\tilde{\omega}$ pályaelemeket használjuk, (2.4.13) helyett a

$$[p, q] = \frac{\partial(\varepsilon - \tilde{\omega}, L)}{\partial(p, q)} + \frac{\partial(\tilde{\omega} - \Omega, G)}{\partial(p, q)} + \frac{\partial(\Omega, H)}{\partial(p, q)} \quad (2.4.15)$$

összefüggést kapjuk.

A bolygók mozgásának vizsgálatokor a (2.4.15)-ben szereplő pályaelemeket szokás használni. A (2.4.14), (2.4.15) összefüggések alapján egyszerűen kiszámítható, hogy

$$[a, \varepsilon] = -[\varepsilon, a] = -\frac{1}{2} na,$$

$$[a, \tilde{\omega}] = -[\tilde{\omega}, a] = \frac{1}{2} na(1 - \sqrt{1 - e^2}),$$

$$[a, \Omega] = -[\Omega, a] = \frac{1}{2} na \sqrt{1 - e^2} (1 - \cos i),$$

$$[e, \tilde{\omega}] = -[\tilde{\omega}, e] = \frac{na^2 e}{\sqrt{1 - e^2}},$$

$$[e, \Omega] = -[\Omega, e] = -\frac{na^2 e}{\sqrt{1 - e^2}} (1 - \cos i),$$

$$[i, \Omega] = -[\Omega, i] = na^2 \sqrt{1 - e^2} \sin i,$$

a többi zárójel pedig 0.

A zárójeles kifejezések ismeretében a (2.4.11) egyenletek könnyen megoldhatók a dc_j/dt ismeretlenekre. Így a pályaelemek időbeli változásainak meghatározására a következő egyenleteket kapjuk:

$$\begin{aligned} \frac{da}{dt} &= \frac{2}{na} \frac{\partial R}{\partial e}, \\ \frac{de}{dt} &= -\frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2 e} (1-\sqrt{1-e^2}) \frac{\partial R}{\partial e} - \frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2 e} \frac{\partial R}{\partial \tilde{\omega}}, \\ \frac{di}{dt} &= -\frac{\operatorname{tg} \frac{i}{2}}{na^2 \sqrt{1-e^2}} \left(\frac{\partial R}{\partial e} + \frac{\partial R}{\partial \tilde{\omega}} \right) - \frac{1}{na^2 \sqrt{1-e^2} \sin i} \frac{\partial R}{\partial \Omega}, \\ \frac{d\Omega}{dt} &= \frac{1}{na^2 \sqrt{1-e^2} \sin i} \frac{\partial R}{\partial i}, \end{aligned} \quad (2.4.16)$$

$$\frac{d\tilde{\omega}}{dt} = \frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2 e} \frac{\partial R}{\partial e} + \frac{\operatorname{tg} \frac{i}{2}}{na^2 \sqrt{1-e^2}} \frac{\partial R}{\partial i},$$

$$\frac{de}{dt} = -\frac{2}{na} \frac{\partial R}{\partial a} + \frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2 e} (1-\sqrt{1-e^2}) \frac{\partial R}{\partial e} + \frac{\operatorname{tg} \frac{i}{2}}{na^2 \sqrt{1-e^2}} \frac{\partial R}{\partial i},$$

ahol n a középmozgás.

Ezek a *bolygómozgások Lagrange-féle egyenletei*. A Lagrange-egyenletek alapvető szerepet játszanak a naprendszerbeli égitestek mozgásának meghatározásában, a bolygók, holdak, mesterséges holdak mozgáselméletének kidolgozásában.

A Lagrange-egyenletekből a pályaelemeket az idő függvényeként meghatározva, a perturbált kéttest-probléma (2.4.4) egyenleteinek megoldását a következő összefüggések adják:

$$n = \mu^{1/2} a^{-3/2},$$

$$\lambda = \varepsilon + \int_{t_0}^t n dt,$$

$$M = \lambda - \tilde{\omega},$$

$$E - e \sin E = M,$$

$$r = a(1 - e \cos E), \quad (2.4.17)$$

$$\operatorname{tg} \frac{v}{2} = \sqrt{\frac{1+e}{1-e}} \operatorname{tg} \frac{E}{2},$$

$$u = v + \tilde{\omega} - \Omega,$$

$$x = r(\cos u \cos \Omega - \sin u \sin \Omega \cos i),$$

$$y = r(\cos u \sin \Omega + \sin u \cos \Omega \cos i),$$

$$z = r \sin u \sin i.$$

Ezek egyúttal a perturbálatlan kéttest-probléma megoldását megadó jól ismert összefüggések is, azzal az eltéréssel, hogy λ most nem $n(t-t_0)+\varepsilon$, ugyanis az n középmozgás is perturbációkat szenved. A λ közepes pálya menti hosszúság kétféle alakjának összevetéséből látható, hogy ε jelentése a perturbált és a perturbálatlan problémában különböző.

2.4.3. Kanonikus egyenletek

A bolygómozgások *Lagrange*-féle egyenleteinél formailag sokkal egyszerűbb egyenleteket kaphatunk, ha az a, e, i pályaelemek helyett az L, G, H kifejezéseket tekintjük „pályaelemeknek”. Ezekre ugyanis (2.4.13) szerint

$$[M_0, L] = -[L, M_0] = 1,$$

$$[\omega, G] = -[G, \omega] = 1,$$

$$[\Omega, H] = -[H, \Omega] = 1,$$

a többi zárójel pedig 0. (2.4.11)-ből így a következő egyenletekhez jutunk

$$\begin{aligned} \frac{dL}{dt} &= \frac{\partial R}{\partial M_0}, & \frac{dM_0}{dt} &= -\frac{\partial R}{\partial L}, \\ \frac{dG}{dt} &= \frac{\partial R}{\partial \omega}, & \frac{d\omega}{dt} &= -\frac{\partial R}{\partial G}, \\ \frac{dH}{dt} &= \frac{\partial R}{\partial \Omega}, & \frac{d\Omega}{dt} &= -\frac{\partial R}{\partial H}. \end{aligned} \quad (2.4.18)$$

Az ilyen egyenleteket feltűnően szimmetrikus alakjuk miatt *kanonikus egyenletek*nek nevezik. A kanonikus egyenleteket széleskörűen használják az égi mechanikában. Első nevezetes alkalmazásuk C. E. DELAUNAY francia csillagász nevéhez fűződik, aki a Hold mozgásának elméletét dolgozta ki ily módon (1860). A *Delaunay*-féle kanonikus változók:

$$\begin{aligned} L &= \sqrt{\mu a}, & l &= M, \\ G &= \sqrt{\mu a(1-e^2)}, & g &= \omega, \\ H &= \sqrt{\mu a(1-e^2)} \cos i, & h &= \Omega. \end{aligned} \quad (2.4.19)$$

Ezekre a következő kanonikus egyenletek érvényesek:

$$\begin{aligned} \frac{dL}{dt} &= \frac{\partial R'}{\partial l}, & \frac{dl}{dt} &= -\frac{\partial R'}{\partial L}, \\ \frac{dG}{dt} &= \frac{\partial R'}{\partial g}, & \frac{dg}{dt} &= -\frac{\partial R'}{\partial G}, \\ \frac{dH}{dt} &= \frac{\partial R'}{\partial h}, & \frac{dh}{dt} &= -\frac{\partial R'}{\partial H}, \end{aligned} \quad (2.4.20)$$

ahol

$$R' = \frac{\mu^2}{2L^2} + R.$$

(2.4.20) annyiban különbözik (2.4.18)-től, hogy M_0 helyett az M középanomália az egyik kanonikus változó, és ennek megfelelően R helyett R' szerepel az egyenletekben.

A kanonikus egyenletek megoldására gyakran alkalmazzák a *Jacobi-tételt*. Vizsgáljuk valamely dinamikai probléma

$$\dot{q}_i = \frac{\partial F(q, p, t)}{\partial p_i}, \quad \dot{p}_i = -\frac{\partial F(q, p, t)}{\partial q_i}, \quad i = 1, 2, \dots, n$$

kanonikus egyenletrendszerét, ahol az F Hamilton-függvény a $q_1, q_2, \dots, q_n, p_1, p_2, \dots, p_n$ kanonikus változók (általánosított koordináták, illetve impulzusok) és a t idő függvénye. Tegyük fel, hogy meghatároztuk a problémához tartozó

$$\frac{\partial S}{\partial t} + F\left(q, \frac{\partial S}{\partial q}, t\right) = 0$$

Hamilton—Jacobi-féle parciális differenciálegyenlet egy teljes megoldását:

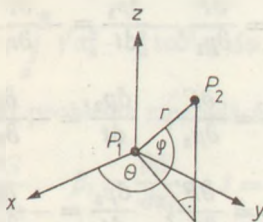
$$S = S(q, \alpha, t),$$

ahol S a q_1, \dots, q_n koordináták, az $\alpha_1, \dots, \alpha_n$ tetszőleges állandók és a t függvénye. Ekkor a kanonikus egyenletek megoldását a

$$\frac{\partial S(q, \alpha, t)}{\partial q_i} = p_i, \quad \frac{\partial S(q, \alpha, t)}{\partial \alpha_i} = \beta_i, \quad i = 1, \dots, n$$

algebrai egyenletek adják, melyekben β_i -k is tetszőleges állandók. Az α_i, β_i állandókat *kanonikus állandóknak* nevezik.

A *Jacobi-tétel* egyszerű alkalmazásaként határozzuk meg a kéttest-probléma kanonikus állandóit! A P_2 tömegpont P_1 körüli mozgását leíró q_i általánosított koordináták legyenek r, φ, Θ (2.32. ábra):



2.32. ábra. Térbeli polárkoordináták

$$q_1 = r, \quad q_2 = \varphi, \quad q_3 = \Theta.$$

Ezeknek az x, y, z koordinátákkal való kapcsolata

$$x = r \cos \varphi \cos \Theta,$$

$$y = r \cos \varphi \sin \Theta,$$

$$z = r \sin \varphi.$$

Konzervatív rendszerről lévén szó, a *Hamilton-függvény*

$$F = T - \frac{\mu}{r},$$

ahol T a kinetikus energia:

$$T = \frac{1}{2}(\dot{x}^2 + \dot{y}^2 + \dot{z}^2) = \frac{1}{2}(r^2 + r^2\dot{\varphi}^2 + r^2 \cos^2 \varphi \dot{\Theta}^2),$$

és $-\frac{\mu}{r}$ a potenciális energia (mindegyik egységnyi tömegre vonatkoztatva).

A p_i általánosított impulzusokat a

$$p_i = \frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i}, \quad i = 1, 2, 3$$

összefüggések adják, ahol

$$L = T + \frac{\mu}{r}$$

a *Lagrange-függvény*. Így

$$p_1 = \dot{r},$$

$$p_2 = r^2 \dot{\varphi},$$

$$p_3 = r^2 \cos^2 \varphi \dot{\Theta}.$$

Az F *Hamilton-függvény* így a q_i , p_i változókkal kifejezve:

$$F = \frac{1}{2} \left(p_1^2 + \frac{p_2^2}{r^2} + \frac{p_3^2}{r^2 \cos^2 \varphi} \right) - \frac{\mu}{r}. \quad (2.4.21)$$

A kéttest-probléma kanonikus egyenletei:

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dt} &= \frac{\partial F}{\partial p_1}, & \frac{dp_1}{dt} &= -\frac{\partial F}{\partial r}, \\ \frac{d\varphi}{dt} &= \frac{\partial F}{\partial p_2}, & \frac{dp_2}{dt} &= -\frac{\partial F}{\partial \varphi}, \\ \frac{d\Theta}{dt} &= \frac{\partial F}{\partial p_3}, & \frac{dp_3}{dt} &= -\frac{\partial F}{\partial \Theta}. \end{aligned} \quad (2.4.22)$$

A *Hamilton—Jacobi-egyenlet*:

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial S}{\partial r} \right)^2 + \frac{1}{r^2} \left(\frac{\partial S}{\partial \varphi} \right)^2 + \frac{1}{r^2 \cos^2 \varphi} \left(\frac{\partial S}{\partial \Theta} \right)^2 \right] - \frac{\mu}{r} = 0. \quad (2.4.23)$$

Ennek kell megkeresni egy teljes (három integrációs állandót tartalmazó) megoldását. Mivel F explicite nem függ az időtől, $F = \alpha_1 = \text{konstans}$, így

$$S = -\alpha_1 t + S_0(r, \varphi, \Theta).$$

Másrészt Θ nem szerepel F -ben (Θ ciklikus koordináta), így (2.4.22) utolsó egyenlete szerint $p_3 = \alpha_3 = \text{konstans}$, ezért

$$\frac{\partial S}{\partial \Theta} = p_3 = \alpha_3$$

miatt

$$S = -\alpha_1 t + \alpha_3 \Theta + S'(r, \varphi).$$

Feltéve, hogy

$$S'(r, \varphi) = S_1(r) + S_2(\varphi),$$

(2.4.23) az r, φ változók szerint szétválasztható:

$$r^2 \left(\frac{\partial S_1}{\partial r} \right)^2 - 2\alpha_1 r^2 - 2\mu r + \alpha_2^2 = 0,$$

$$\left(\frac{\partial S_2}{\partial \varphi} \right)^2 + \alpha_3^2 \sec^2 \varphi - \alpha_2^2 = 0,$$

ahol $\alpha_2^2 > 0$ állandó. Ezen egyenletek megoldása:

$$S_1 = \int_{r_1}^r \frac{1}{r} \sqrt{2\alpha_1 r^2 + 2\mu r - \alpha_2^2} dr,$$

$$S_2 = \int_0^\varphi \sqrt{\alpha_2^2 - \alpha_3^2 \sec^2 \varphi} d\varphi,$$

ahol r_1 -et célszerű úgy megválasztani, hogy az a

$$2\alpha_1 r^2 + 2\mu r - \alpha_2^2 = 0 \quad (2.4.24)$$

egyenlet két gyöke közül a kisebbik legyen.

A (2.4.23) Hamilton—Jacobi-egyenlet egy teljes megoldása így

$$S = -\alpha_1 t + \alpha_3 \Theta + \int_{r_1}^r \frac{1}{r} \sqrt{2\alpha_1 r^2 + 2\mu r - \alpha_2^2} dr + \int_0^\varphi \sqrt{\alpha_2^2 - \alpha_3^2 \sec^2 \varphi} d\varphi. \quad (2.4.25)$$

Ezzel az S függvénnyel a kéttest-probléma megoldását a

$$p_i = \frac{\partial S}{\partial q_i}, \quad \beta_i = \frac{\partial S}{\partial \alpha_i}, \quad i = 1, 2, 3 \quad (2.4.26)$$

egyenletek adják.

Határozzuk meg az α_i, β_i kanonikus állandók jelentését! Láttuk, hogy $\alpha_1 = F = T - \mu/r$, vagyis α_1 a rendszer összenergiája. Továbbá $\alpha_3 = p_3 = r^2 \cos^2 \varphi \dot{\Theta}$, és ez az impulzusmomentum z irányú komponense. A pályaelemekkel kifejezve

$$\alpha_3 = \sqrt{\mu a(1 - e^2)} \cos i.$$

Elliptikus mozgás esetén r két szélső értéke:

$$r_1 = a(1 - e),$$

$$r_2 = a(1 + e).$$

Ahhoz, hogy S_1 -ben a négyzetgyökjel alatti kifejezés nemnegatív legyen, az szükséges, hogy (2.4.24)-nek r_1 és r_2 legyen a két gyöke, és $\alpha_1 < 0$ legyen. (2.4.24)-et megoldva következik, hogy

$$\alpha_1 = -\frac{\mu}{2a},$$

$$\alpha_2 = \sqrt{\mu a(1-e^2)}.$$

Vagyis α_2 az impulzusmomentum nagysága.

(2.4.26) szerint

$$\beta_1 = \frac{\partial S}{\partial \alpha_1} = -t + \frac{\partial S_1}{\partial \alpha_1}.$$

Legyen $t = \tau$ a pericentrumátmenet időpontja. Ekkor $r = r_1$ és $\partial S_1 / \partial \alpha_1 = 0$ lesz. Így

$$\beta_1 = -\tau.$$

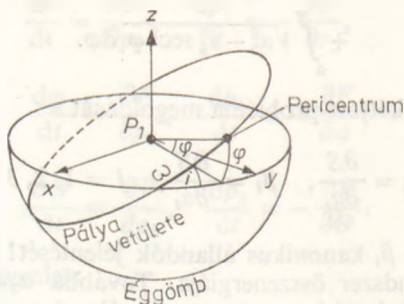
Ugyanígy

$$\beta_2 = \frac{\partial S}{\partial \alpha_2} = \frac{\partial S_1}{\partial \alpha_2} + \frac{\partial S_2}{\partial \alpha_2}.$$

Legyen $t = \tau$. Ekkor $r = r_1$ és $\partial S_1 / \partial \alpha_2 = 0$. Így

$$\begin{aligned} \beta_2 &= \frac{\partial S_2}{\partial \alpha_2} = \alpha_2 \int_0^\varphi \frac{d\varphi}{\sqrt{\alpha_2^2 - \alpha_3^2 \sec^2 \varphi}} = \int_0^\varphi \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - \frac{\cos^2 i}{\cos^2 \varphi}}} = \\ &= \int_0^\varphi \frac{\cos \varphi}{\sin i} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\sin \varphi}{\sin i}\right)^2}} d\varphi = \arcsin\left(\frac{\sin \varphi}{\sin i}\right). \end{aligned}$$

Figyelembe véve, hogy itt most φ a pericentrum-szélességet jelenti, egyszerű gömbháromszögtani megfontolás alapján (lásd a 2.33. ábrát)



2.33. ábra. P_2 pályájának vetülete a P_1 középpontú éggömbre

$$\frac{\sin \varphi}{\sin i} = \sin \omega,$$

Így $\beta_2 = \omega$.

Végül

$$\beta_3 = \frac{\partial S}{\partial \alpha_3} = \Theta + \frac{\partial S_2}{\partial \alpha_3}.$$

Tekintsük azt a pillanatot, amikor $\varphi = 0$. Ekkor egyrészt $\partial S_2 / \partial \alpha_3 = 0$, másrészt P_2 a felszálló csomóban van, így $\Theta = \Omega$. Tehát

$$\beta_3 = \Omega.$$

A kéttest-probléma kanonikus állandói tehát:

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= -\frac{\mu}{2a}, & \beta_1 &= -\tau, \\ \alpha_2 &= \sqrt{\mu a(1-e^2)}, & \beta_2 &= \omega, \\ \alpha_3 &= \sqrt{\mu a(1-e^2)} \cos i, & \beta_3 &= \Omega. \end{aligned} \quad (2.4.27)$$

2.4.4. A perturbációs számítás alaptétele

Vizsgáljuk most a perturbált kéttest-problémát! Ennek kanonikus egyenletrendszere:

$$\dot{q}_i = \frac{\partial F^*}{\partial p_i}, \quad \dot{p}_i = -\frac{\partial F^*}{\partial q_i}, \quad i = 1, 2, 3, \quad (2.4.28)$$

ahol

$$F^* = F - R,$$

és F a perturbálatlan probléma *Hamilton-függvénye*:

$$F = T - \frac{\mu}{r},$$

míg R a perturbációs függvény.

Alkalmazzuk (2.4.28) megoldására az állandók variálásának módszerét! Ennek lényege, hogy vesszük a perturbálatlan probléma általános megoldását:

$$q_i = q_i(\alpha, \beta, t), \quad p_i = p_i(\alpha, \beta, t), \quad i = 1, 2, 3 \quad (2.4.29)$$

és az ebben szereplő α_i, β_i állandókat változóknak tekintve ezeket az idő függvényeként úgy választjuk meg, hogy a (2.4.29) összefüggések a perturbált probléma megoldását is megadják. Az α_i, β_i paraméterek időfüggésének meghatározására a (2.4.29) összefüggéseket (2.4.28)-ba kell helyettesíteni, más szóval a (2.4.28) egyenleteket a q_i, p_i változókról az α_i, β_i változókra kell áttranszformálni.

Tegyük fel, hogy a perturbálatlan problémát a *Jacobi-tétel* alkalmazásával oldottuk meg. Ekkor a megoldást a

$$p_i = \frac{\partial S(\alpha, q, t)}{\partial q_i}, \quad \beta_i = \frac{\partial S(\alpha, q, t)}{\partial \alpha_i}, \quad i = 1, 2, 3 \quad (2.4.30)$$

egyenletek szolgáltatják, ezek felelnek meg a (2.4.29) összefüggéseknek. Hajtsuk végre a (2.4.30) egyenletek által előírt transzformációt a (2.4.28) egyenleteken! Kimutatható, hogy ekkor az új α_i, β_i változókra is kanonikus egyenleteket kapunk, a (2.4.30) egyenletek ugyanis *kanonikus transzformációt* definiálnak.

Kanonikusnak az olyan transzformációt nevezik, amely kanonikus egyenleteket kanonikus egyenletekbe visz át. Egy transzformáció kanonikusságának szükséges és elegendő feltétele, hogy a régi p_i, q_i és új P_i, Q_i változókkal képzett

$$\sum_i p_i dq_i - \sum_i P_i dQ_i + K dt \quad (2.4.31)$$

kifejezés teljes differenciál legyen. Itt K az új F' és a régi F^* Hamilton-függvény különbsége: $K = F' - F^*$. Az $\alpha_i = Q_i, \beta_i = -P_i$ jelölést alkalmazva látható, hogy (2.4.30) valóban eleget tesz (2.4.31)-nek, hiszen

$$\sum_i p_i dq_i - \sum_i P_i dQ_i + K dt = \sum_i \frac{\partial S}{\partial q_i} dq_i + \sum_i \frac{\partial S}{\partial \alpha_i} d\alpha_i + K dt = dS,$$

ha $K = \partial S / \partial t$. Így az új Q_i, P_i változókra olyan kanonikus egyenletek lesznek érvényesek, melyekben a Hamilton-függvény

$$F' = F^* + K = F^* + \frac{\partial S}{\partial t} = F^* - F = -R.$$

Így az α_i, β_i változókra a következő kanonikus egyenleteket kapjuk:

$$\dot{\alpha}_i = \frac{\partial R}{\partial \beta_i}, \quad \dot{\beta}_i = -\frac{\partial R}{\partial \alpha_i}, \quad i = 1, 2, 3. \quad (2.4.32)$$

Ezt az eredményt fogalmazza meg a *perturbációszámítás alaptétele*: ha a perturbált kéttest-probléma kanonikus egyenletrendszerén végrehajtjuk azt a kanonikus transzformációt, amelyet a perturbálatlan problémának a Jacobi-tétel alkalmazásával kapott általános megoldása definiál, akkor a transzformáció eredményeképpen az új változókra olyan kanonikus egyenleteket kapunk, melyekben a perturbációs függvény a Hamilton-függvény.

A perturbációszámítás alaptételét, amely nemcsak a perturbált kéttest-problémára érvényes, hanem általánosítható más perturbált problémákra is, széleskörűen alkalmazzák a kanonikus perturbációszámításban. A Delaunay-féle Hold-elmélet például e tétel ismételt felhasználásán alapul. A Delaunay-féle módszert később H. ZEIPER fejlesztette tovább (1916). A kanonikus perturbációszámítás legmodernebb változata a Lie-sorok felhasználásán alapuló Hori—Lie-féle elmélet (G. I. HORI, 1966), illetve annak Deprit-féle módosítása (A. DEPRIT, 1969).

A perturbációszámítás alaptételének egyszerű alkalmazásaként megmutatjuk, hogy segítségével igen egyszerűen levezethetők a bolygómozgások Lagrange-féle egyenletei.

Vizsgáljuk az $a, e, i, \Omega, \tilde{\omega}, \varepsilon$ pályaelemeket! Felhasználva, hogy $\tilde{\omega} = \omega + \Omega$ és $t_0 = 0$ esetén $\varepsilon = \tilde{\omega} - n\tau$, (2.4.27)-ből a pályaelemek az α_i, β_i kanonikus állandókkal így fejezhetők ki:

$$\begin{aligned} a &= -\frac{\mu}{2\alpha_1}, & \Omega &= \beta_3, \\ e &= \sqrt{1 + \frac{2\alpha_2^2 \alpha_1}{\mu^2}}, & \tilde{\omega} &= \beta_2 + \beta_3, \\ i &= \arccos \frac{\alpha_3}{\alpha_2}, & \varepsilon &= \beta_2 + \beta_3 + \beta_1 n. \end{aligned} \quad (2.4.33)$$

A pályaelemeket általában a_i -vel jelölve ($i=1, \dots, 6$), valamely a_i -re

$$\begin{aligned} \dot{a}_i &= \sum_{j=1}^3 \left(\frac{\partial a_i}{\partial \alpha_j} \frac{d\alpha_j}{dt} + \frac{\partial a_i}{\partial \beta_j} \frac{d\beta_j}{dt} \right) = \\ &= \sum_{j=1}^3 \left(\frac{\partial a_i}{\partial \alpha_j} \frac{\partial R}{\partial \beta_j} - \frac{\partial a_i}{\partial \beta_j} \frac{\partial R}{\partial \alpha_j} \right), \end{aligned}$$

ahol felhasználtuk a (2.4.32) egyenleteket. Másrészt

$$\frac{\partial R}{\partial \alpha_j} = \sum_{k=1}^6 \frac{\partial R}{\partial a_k} \frac{\partial a_k}{\partial \alpha_j}, \quad \frac{\partial R}{\partial \beta_j} = \sum_{k=1}^6 \frac{\partial R}{\partial a_k} \frac{\partial a_k}{\partial \beta_j}.$$

Így

$$\dot{a}_i = \sum_{k=1}^6 \{a_i, a_k\} \frac{\partial R}{\partial a_k}, \quad i = 1, 2, \dots, 6, \quad (2.4.34)$$

ahol

$$\{a_i, a_k\} = \sum_{j=1}^3 \left(\frac{\partial a_i}{\partial \alpha_j} \frac{\partial a_k}{\partial \beta_j} - \frac{\partial a_i}{\partial \beta_j} \frac{\partial a_k}{\partial \alpha_j} \right) \quad (2.4.35)$$

a *Poisson*-féle zárójeles kifejezés.

A *Poisson*-zárójeles nyilvánvaló tulajdonságai:

$$\{a_i, a_i\} = 0,$$

$$\{a_i, a_k\} = -\{a_k, a_i\}.$$

(2.4.33) és (2.4.35) alapján a *Poisson*-zárójeles egyszerűen kiszámíthatók. A számítások eredménye:

$$\{a, \varepsilon\} = -\{\varepsilon, a\} = \frac{2}{na},$$

$$\{e, \varepsilon\} = -\{\varepsilon, e\} = -\frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2 e} (1 - \sqrt{1-e^2}),$$

$$\{e, \tilde{\omega}\} = -\{\tilde{\omega}, e\} = -\frac{\sqrt{1-e^2}}{na^2 e},$$

$$\{i, \Omega\} = -\{\Omega, i\} = -\frac{1}{na^2 \sqrt{1-e^2} \sin i},$$

$$\{i, \tilde{\omega}\} = -\{\tilde{\omega}, i\} = -\frac{\operatorname{tg} \frac{i}{2}}{na^2 \sqrt{1-e^2}},$$

$$\{i, \varepsilon\} = \{i, \tilde{\omega}\} = -\{\varepsilon, i\},$$

a többi zárójel pedig 0. Ezeket (2.4.34)-be helyettesítve azonnal megkapjuk a pályaelemek időbeli változásainak meghatározására szolgáló (2.4.16) *Lagrange*-egyenleteket.

2.4.5. A perturbációs függvény sorbafejtése

A bolygómozgások *Lagrange*-féle egyenleteinek megoldásához az R perturbációs függvényt ki kell fejteni a pályaelemekkel. Ez a perturbációs függvény sorbafejtését teszi szükségessé. A perturbációszámításnak ez a része igen hosszadalmas számításokkal jár. A perturbációs függvény sorbafejtésére kidolgozott módszerek, melyek R -et általában a perturbált és a perturbáló égitest M , illetve M' középanomáliájának többszöröse szerint haladó trigonometrikus sor formájában állítják elő, három fő csoportra oszthatók. Ezek az analitikus, a numerikus és a félanalitikus módszerek.

Az analitikus módszerek a perturbációs függvény sorbafejtésékor a pályaelemek tényleges értékeit nem veszik figyelembe, R -et a pályaelemek többváltozós függvényének tekintik. R sorfejtésének legáltalánosabb formája a d' *Alembert*-féle sorfejtés:

$$R = k^2 m' \sum_{q_i, j_i} A_{j_i}(a, a') e^{q_i} e^{q_i} (\text{tg } i)^{q_i} (\text{tg } i')^{q_i} \cos B_{j_i}, \quad (2.4.36)$$

$$B_{j_i} = (j_1 + j_3 + j_5) \lambda + (j_2 + j_4 - j_5) \lambda' - j_1 \tilde{\omega} - j_2 \tilde{\omega}' - j_3 \Omega - j_4 \Omega',$$

ahol a vesszővel jelölt pályaelemek a perturbáló égitestre vonatkoznak (λ , illetve λ' a közepes pálya menti hosszúságok). A q_i, j_i összegző indexekre meghatározott összegzési szabályok érvényesek. Így q_i nemnegatív egész, j_i tetszőleges egész szám úgy, hogy $q_i - |j_i|$ ($i=1, 2, 3, 4$) mindig nemnegatív páros szám, továbbá $j_3 + j_4$ és $q_3 + q_4$ is páros. A (2.4.36) sorfejtés igen fontos tulajdonsága, hogy

$$q_1 + q_2 + q_3 + q_4 = |j_1 + j_2 + j_3 + j_4| + 0 \quad \text{vagy páros szám.} \quad (2.4.37)$$

Ennek köszönhető, hogy kis pályahajlások és excentricitások esetén (2.4.36) általában gyorsan konvergál.

R analitikus sorfejtését e és i harmadik hatványáig bezárólag először P. S. LAPLACE (1799) határozta meg. U. J. LEVERRIER (1855) a nagybolygók mozgáselméletének kidolgozásakor R -et hetedrendig fejtette sorba (a sorfejtés 469 tagot tartalmazott).

Ha e, i , vagy a/a' nagy, a (2.4.36) sorfejtés lassan konvergál (például a Mars—Föld pár esetén $a/a' \approx 0,6$). Ilyenkor R sorbafejtésére numerikus módszereket alkalmaznak. Ennek során R -et az

$$R = \sum_{k_1=0}^{\infty} \sum_{k_2=-\infty}^{+\infty} [A_{k_1 k_2} \cos(k_1 M + k_2 M') + B_{k_1 k_2} \sin(k_1 M + k_2 M')] \quad (2.4.38)$$

kettős *Fourier*-sor alakjában állítják elő. Ennek együtthatóit az

$$A_{k_1 k_2} = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} R \cos(k_1 M + k_2 M') dM dM',$$

$$B_{k_1 k_2} = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} R \sin(k_1 M + k_2 M') dM dM' \quad (2.4.39)$$

összefüggések adják. Mindkét integrált numerikusan számítják ki R nagyszámú, különböző időponthoz tartozó értékének ismeretében. Ezeket az értékeket az adott időpontokra ismert pályaadatok alapján határozzák meg. A (2.4.38) sorfejtés pontossága attól függ, milyen pontosan sikerül az együtthatókat kiszámítani.

A perturbációs függvény első numerikus sorbafejtése EULER (1749) nevéhez fűződik, aki a Jupiter és Szaturnusz kölcsönös perturbációit tanulmányozta. GAUSS (1811) a Pallas kisbolygónak a Jupitertől származó perturbációi kiszámításakor R numerikus sorbafejtéséhez 1152 speciális R értéket használt. A mai pontosságigény mellett még ennél is sokkal több speciális függvényértékre van szükség. D. BROUWER és G. CLEMENCE (1961) szerint például a Mars mozgásában a Föld által okozott perturbációk kiszámításához 8000 speciális R érték alapján lehet R -et kellő pontossággal (nyolc tizedes jegyre) sorbafejteni. Az ilyen számítások természetesen csak számítógépekkel végezhetőek el. A nagy teljesítményű számítógépek megjelenése egyébként gyökeres változást hozott az égitestek mozgásának meghatározásában. Ezek segítségével gyorsan és nagy pontossággal számíthatók ki az égitestek perturbációi.

A Lagrange-egyenletekben a perturbációs függvénynek a pályaelemek szerinti parciális deriváltjai szerepelnek. Ezek a deriváltak hasonló módszerrel fejthetők (2.4.38) típusú sorokba.

A félanalitikus módszerek eredete a múlt századra nyúlik vissza, amikor is a számítási nehézségek miatt olyan eljárásokat kerestek, melyekkel a perturbációs függvény sorbafejtése aránylag gyorsan elvégezhető. Ezen módszerek lényege, hogy R -et a (2.4.38) sor alakjában feltételezve, az együtthatókat megadó (2.4.39) kettős integrálokban az egyik integrált analitikusan, a másikat numerikusan számítják ki. Az első ilyen módszert A. CAUCHY (1844) dolgozta ki, aki a perturbációs függvény sorfejtésének hosszú periódusú részét akarta elkülöníteni. A Hansen-módszer (1856) elsősorban a kisbolygók perturbációinak számításában nyert széles körű alkalmazást. G. W. HILL (1890) a Jupiter és Szaturnusz mozgásmélettének kidolgozásakor szintén félanalitikus eljárást alkalmazott. D. BROUWER és G. CLEMENCE (1961) módszere a Mars perturbációinak meghatározásában bizonyult előnyösnek.

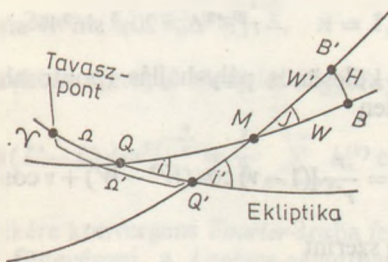
A következőkben röviden vázoljuk a perturbációs függvény sorbafejtésének egy gyakran alkalmazott analitikus módszerét (G. A. CSEBOTAREV, 1965). A sorbafejtés két fő részből áll: először a pályahajlás, majd az excentricitás szerint fejtünk sorba.

A kölcsönös pályahajlás szerinti sorbafejtés

Két bolygó kölcsönös perturbációinak vizsgálatokor célszerű az egyik bolygó pályasíkját tekinteni referenciasíknak, és a másik bolygó pályáját ahhoz viszonyítva megadni. A 2.34. ábrán a két bolygó pályájának és az ekliptikának az éggömbre való vetülete látható. A kölcsönös pályahajlás J szöge a $QQ'M$ gömbháromszögre felírt

$$\cos J = \cos i \cos i' + \sin i \sin i' \cos (\Omega' - \Omega)$$

összefüggésből i, i', Ω, Ω' ismeretében kiszámítható.



2.34. ábra. A két bolygó pályájának vetülete az éggömbre, B, B' jelöli a bolygók vetületét

Legyen H az r, r' vektorok közti szög (2.31. ábra). Ekkor

$$R = k^2 m' \left(\frac{1}{\Delta} - \frac{r \cos H}{r'^2} \right),$$

$$\Delta = \sqrt{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos H}. \quad (2.4.40)$$

A 2.34. ábra alapján az MBB' gömbháromszögből

$$\cos H = \cos W \cos W' + \sin W \sin W' \cos J,$$

ahol W, W' az egyes bolygók valódi pálya menti hosszúsága a közös M csomóponttól. A

$$\cos J = 1 - 2 \sin^2 \frac{J}{2}$$

összefüggés és a

$$v = \sin^2 \frac{J}{2} \quad (2.4.41)$$

jelölés felhasználásával kapjuk, hogy

$$\cos H = \cos(W' - W) - 2v \sin W \sin W'.$$

Ezt felhasználva

$$\frac{1}{\Delta} = (r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(W' - W) + 4vrr' \sin W \sin W')^{-1/2} = \Delta_0^{-1} (1 + \beta)^{-1/2},$$

ahol

$$\Delta_0 = [r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(W' - W)]^{1/2}, \quad (2.4.42)$$

$$\beta = \frac{4vrr' \sin W \sin W'}{\Delta_0^2}. \quad (2.4.43)$$

Ha $|\beta| < 1$, $(1 + \beta)^{-1/2}$ abszolút konvergens binomiális sorba fejthető. Így kapjuk, hogy

$$\begin{aligned} \frac{1}{\Delta} = & \Delta_0^{-1} - rr' \Delta_0^{-3} 2v \sin W \sin W' + \\ & + r^2 r'^2 \Delta_0^{-5} 6v^2 \sin^2 W \sin^2 W' - \\ & - r^3 r'^3 \Delta_0^{-7} 20v^3 \sin^3 W \sin^3 W' + \dots \end{aligned} \quad (2.4.44)$$

Ez az R fő részének a kölcsönös pályahajlás (pontosabban v) szerinti sorfejtése. Az indirekt rész egyszerűen

$$\frac{r \cos H}{r'^2} = \frac{r}{r'^2} [(1 - v) \cos(W' - W) + v \cos(W + W')]. \quad (2.4.45)$$

Mivel (2.4.42), (2.4.43) szerint

$$|\beta| \cong \frac{4vrr'}{(r' - r)^2},$$

innen bármely két bolygóra $|\beta|$ könnyen megbecsülhető. Így az adódik, hogy ha a Plútót kizárjuk, akkor bármely két bolygóra $|\beta| \leq 0,04$. Ekkor (2.4.44) olyan gyorsan konvergál, hogy elegendő csak a felírt tagokat figyelembe venni. A Plútó—Uránusz pár esetén $|\beta| < 1$, de a konvergencia igen lassú. A Plútó—Neptunusz esetben $|\beta| < 1$ nem mindig teljesül, mert a két bolygó pályája az ekliptika síkjára való vetületben metszi egymást. Ebben az esetben (hasonlóan a kisbolygók körében található kritikus esetekhez) más módszereket kell alkalmazni a perturbációs függvény sorbafejtésére. Egymást metsző pályákra például M. PETROVSZKAJA (1970) módszere használható.

Az excentricitások szerinti sorbafejtés

(2.4.44) és (2.4.45) az r, r', W, W' változókon keresztül az e, e' excentricitások függvénye. R sorbafejtések a következő lépés R -nek az e, e' változók szerinti Taylor-sorba való fejtsé az $e=0, e'=0$ hely környezetében.

A sorfejtés $e=0, e'=0$ -nak megfelelő tagjai az $r=a, r'=a', W=L, W'=L'$ helyettesítéssel adódnak (L, L' a közös M csomóponttól számított közepes pálya menti hosszúságok):

$$R_0 = \underset{\substack{e=0 \\ e'=0}}{R} = k^2 m' \left\{ \Delta_0^{-1} - a a' \Delta_0^{-3} 2v \sin L \sin L' + \right. \\ \left. + a^2 a'^2 \Delta_0^{-5} 6v^2 \sin^2 L \sin^2 L' - \right. \\ \left. - a^3 a'^3 \Delta_0^{-7} 20v^3 \sin^3 L \sin^3 L' + \dots \right. \\ \left. \dots - \frac{a}{a'^2} [(1-v) \cos(L'-L) + v \cos(L+L')] \right\}, \quad (2.4.46)$$

ahol

$$\Delta_0 = [a^2 + a'^2 - 2aa' \cos(L'-L)]^{1/2}.$$

(2.4.46)-ot az L, L' változók többszöröse szerint haladó Fourier-sorba célszerű fejteni. Legyen

$$\alpha = \frac{a}{a'} < 1.$$

Ekkor $a'R_0$ kifejezésében az utolsó tag kivételével minden tagban egy

$$\alpha^{\frac{n-1}{2}} [1 - 2\alpha \cos(L'-L) + \alpha^2]^{-\frac{n}{2}}, \quad n = 1, 3, 5, \dots$$

típusú szorzó lép fel. Az ebben szereplő zárójeles függvény $|\alpha| < 1$ esetén az

$$[1 - 2\alpha \cos(L'-L) + \alpha^2]^{-\frac{n}{2}} = \frac{1}{2} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} b_n^{(k)} \cos k(L'-L) \quad (2.4.47)$$

alakú, $L'-L$ minden értékére konvergens Fourier-sorba fejthető. A $b_n^{(k)}$ együtthatók, melyek az α paraméter függvényei, a Laplace-együtthatók. Ezekre teljesül, hogy

$$b_n^{(k)} = b_n^{(-k)}.$$

A Laplace-együtthatók kiszámítására rekurziós összefüggések vezethetők le:

$$b_n^{(k)} = \frac{k-1}{k-\frac{n}{2}} (\alpha + \alpha^{-1}) b_n^{(k-1)} - \frac{k + \frac{n}{2} - 2}{k - \frac{n}{2}} b_n^{(k-2)},$$

$$b_{n+2}^{(k)} = \frac{(1 + \alpha^2)(n + 2k) b_n^{(k)} + 2\alpha(n - 2k - 2) b_n^{(k+1)}}{n(1 - \alpha^2)^2}.$$

Az első összefüggésből $b_1^{(0)}$, $b_1^{(1)}$ ismeretében sorra meghatározható az összes $b_1^{(k)}$ együttható, majd a második összefüggésből $b_1^{(k)}$, $b_1^{(k+1)}$ ismeretében $b_2^{(k)}$, és tovább $b_n^{(k)}$, ..., $b_n^{(k)}$. A $b_1^{(0)}$, $b_1^{(1)}$ együtthatókat a

$$b_1^{(0)} = \frac{4}{\pi} F(\alpha),$$

$$b_1^{(1)} = \frac{4}{\pi\alpha} [F(\alpha) - E(\alpha)]$$

összefüggések adják, ahol

$$F(\alpha) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - \alpha^2 \sin^2 \varphi}},$$

$$E(\alpha) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sqrt{1 - \alpha^2 \sin^2 \varphi} d\varphi$$

az első-, illetve másodfajú elliptikus integrál. Fenti összefüggések alapján a Laplace-együtthatók gyors meghatározására táblázatok készíthetők. Ilyenek például a Brown—Brouwer- (1933) és a Fletcher- (1938) féle táblázatok.

(2.4.47) felhasználásával (2.4.46) a következő sor alakjában írható fel:

$$\begin{aligned} R_0 = k^2 m' & \left\{ \frac{1}{2} \sum_{k=-\infty}^{+\infty} A_k \cos(kL' - kL) + \right. \\ & + v \sum_{k=-\infty}^{+\infty} B_k \cos[(k+1)L' - (k-1)L] + \\ & + v^2 \sum_{k=-\infty}^{+\infty} C_k \cos[(k+2)L' - (k-2)L] + \\ & \left. + v^3 \sum_{k=-\infty}^{+\infty} D_k \cos[(k+3)L' - (k-3)L] + \dots \right\}, \end{aligned} \quad (2.4.48)$$

ahol

$$A_k = \frac{1}{a'} \left\{ c_1^{(k)} - \frac{1}{2} [c_3^{(k+1)} + c_3^{(k-1)}] v + \frac{3}{8} [c_5^{(k+2)} + 4c_5^{(k)} + c_5^{(k-2)}] v^2 - \right. \\ \left. - \frac{5}{16} [c_7^{(k+3)} + 9c_7^{(k+1)} + 9c_7^{(k-1)} + c_7^{(k-3)}] v^3 + \dots \right\},$$

$$B_k = \frac{1}{a'} \left\{ \frac{1}{2} c_3^{(k)} - \frac{3}{4} [c_5^{(k-1)} + c_5^{(k+1)}] v + \frac{15}{16} [c_7^{(k-2)} + 3c_7^{(k)} + c_7^{(k+2)}] v^2 - \dots \right\},$$

$$C_k = \frac{1}{a'} \left\{ \frac{3}{8} c_5^{(k)} - \frac{15}{16} [c_7^{(k-1)} + c_7^{(k+1)}] v^2 + \dots \right\},$$

$$D_k = \frac{1}{a'} \left\{ \frac{5}{16} c_7^{(k)} - \dots \right\},$$

és

$$c_n^{(k)} = \alpha^{\frac{n-1}{2}} b_n^{(k)}, \quad n = 1, 3, 5, \dots$$

R sorfejtése e , e' -től függő tagjainak meghatározásához célszerű R -et az $\ln r$, $\ln r'$, W , W' változók függvényének tekinteni:

$$R = R(\ln r, \ln r', W, W').$$

Bevezetve a

$$\varrho = \ln \frac{r}{a}, \quad \varrho' = \ln \frac{r'}{a'}, \quad f = v - M, \quad f' = v' - M'$$

jelöléseket (v , v' a valódi anomáliák) kapjuk, hogy

$$R = R(\ln a + \varrho, \ln a' + \varrho', L + f, L' + f').$$

A ϱ és f változók az e hatványai szerint haladó hatványsorba fejthetők:

$$\varrho = -e \cos M + e^2 \left(\frac{1}{4} - \frac{3}{4} \cos 2M \right) + e^3 \left(\frac{3}{8} \cos M - \frac{17}{24} \cos 3M \right) + \dots,$$

$$f = e 2 \sin M + e^2 \frac{5}{4} \sin 2M + e^3 \left(-\frac{1}{4} \sin M + \frac{13}{12} \sin 3M \right) + \dots$$

Hasonló sorfejtések érvényesek ϱ' -re és f' -re is.

R keresett sorfejtése

$$R(\ln a + \varrho, \ln a' + \varrho', L + f, L' + f') = \\ = \exp(\varrho D + \varrho' D' + f D_1 + f' D'_1) R(\ln a, \ln a', L, L')$$

lesz, ahol

$$\exp[\varrho D + \varrho' D' + f D_1 + f' D'_1] = \\ = 1 + (\varrho D + \varrho' D' + f D_1 + f' D'_1) + \frac{1}{2!} (\varrho D + \varrho' D' + f D_1 + f' D'_1)^2 + \dots$$

szimbolikus operátor, melyben

$$D = \frac{\partial}{\partial(\ln a)} = a \frac{\partial}{\partial a},$$

$$D' = \frac{\partial}{\partial(\ln a')} = a' \frac{\partial}{\partial a'},$$

$$D_1 = \frac{\partial}{\partial L},$$

$$D'_1 = \frac{\partial}{\partial L'}.$$

differenciáoperátorok. Az $R(\ln a, \ln a', L, L')$ függvény sorfejtését (2.4.48) adja. Különválasztva az $\exp(\varrho D + f D_1)$ operátort, ez — mint kimutatható — a következő sor alakjára hozható:

$$\exp(\varrho D + f D_1) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{\substack{j=0 \\ j \text{ páros}}}^{2n} e^n \Pi_{n-j}^n \mu^{n-j}. \quad (2.4.49)$$

Itt

$$\mu = \exp \sqrt{-1} M,$$

és Π_m^n a *Newcomb*-féle operátor, amely D n -edfokú polinomja.

A *Newcomb*-operátorok előállítására a perturbációszámítás egyik igen fontos problémája. Kis m és n értékekre ez nem nehéz, az indexek növekedésével azonban a számítások igen gyorsan bonyolultakká válnak. A *Newcomb*-operátorok kiszámítására rekurziós formulák és azok alapján készült táblázatok is ismeretesek (pl. S. G. SARAF, 1955).

(2.4.49)-et és a hozzá hasonló szerkezetű $\exp(\varrho' D' + f' D'_1)$ operátort (2.4.48)-ra alkalmazva, igen hosszadalmas számítások útján levezethető R sorfejtése. Ez a következő alakú:

$$R = k^2 m' \Sigma e^n e^{n'} \Pi_{q,q'}^{n,n'} \cos(pM + p'M' + s\Pi + s'\Pi'), \quad (2.4.50)$$

ahol az összegzés az $n, n', q, q', p, p', s, s'$ egész számok szerint történik, meghatározott képzési szabályok szerint; Π és Π' a két bolygó perihéliumhosszúsága a közös M csomóponttól számítva, és

$$\Pi_{q,q'}^{n,n'} = \Pi_q^n \Pi_{q'}^{n'} H_{s,s'}(v, \alpha).$$

Itt a $H_{s,s'}$ együttható v és a *Laplace*-együtthatók, vagyis végső soron α függvényei. A perturbációs függvény (2.4.50) alatti és egyéb sorfejtéseit a gyakorlati alkalmazásokhoz szükséges pontossággal az égi mechanikai kézikönyvek tartalmazzák [például V. K. ABALAKIN és munkatársai (1976) összefoglaló munkája]. Megjegyezzük, hogy (2.4.50)-et a (2.4.36) alakra hozni v jelentésének figyelembevételével lehetne, meglehetősen hosszadalmas számítások árán.

2.4.6. A perturbációk osztályozása

A perturbációs függvény sorfejtésének ismeretében hozzá lehet kezdeni a bolygómozgások *Lagrange*-egyenleteinek megoldásához. Mivel ezek igen bonyolult nemlineáris differenciálegyenlet-rendszert alkotnak, megoldásukra a legkézenfekvőbb eljárás a fokozatos közelítések módszere. Ennek lényege, hogy első közelítésben R sorfejtésének behelyettesítése után az egyenletek jobb oldalán a pályaelemeket állandóknak tekintik, és úgy integrálják az egyenleteket. Mivel R az m' -vel arányos, megoldásként a pályaelemeknek az m' perturbáló tömeggel arányos perturbációi adódnak. Második közelítésben az egyenletek jobb oldalára ezeket a perturbált értékeket helyettesítik, majd ismét elvégzik az integrálást. Ekkor az m'^2 -tel arányos perturbációkat kapják meg. Az eljárás folytatásával a pályaelemek perturbációi az m' növekvő hatványai szerint haladó formális végtelen sorok alakjában állnak elő. Nézzük meg, milyen típusú perturbációk lehetségesek!

Az első közelítésben (2.4.16) jobb oldalán a pályaelemeket állandóknak tekintjük. R -re (2.4.36)-ot használva ez most

$$R = k^2 m' \Sigma A_{jq} \cos [(pn + p'n')t + B_j] \quad (2.4.51)$$

lesz, ahol a konstans A_{jq} , B_j együtthatók:

$$A_{jq} = A_{j_1}(a, a') e^{q_1} e^{q_2} (\operatorname{tg} i)^{q_3} (\operatorname{tg} i')^{q_4}, \quad (2.4.52)$$

$$B_j = p\varepsilon + p'\varepsilon' - j_1\tilde{\omega} - j_2\tilde{\omega}' - j_3\Omega - j_4\Omega',$$

és

$$p = j_1 + j_3 + j_5,$$

$$p' = j_2 + j_4 - j_5.$$

(2.4.51)-ben az összegzés a q_i , j_i indexekre történik. Látható, hogy R sorfejtése konstans, illetve periodikus tagokból áll, aszerint, hogy $pn + p'n' = 0$, vagy $pn + p'n' \neq 0$. (2.4.51)-et (2.4.16)-ba helyettesítve így konstans, illetve periodikus tagokat kell integrálni. A megoldás ennek megfelelően kétféle lehet:

1. $pn + p'n' = 0$. Ebben az esetben

$$m' C t$$

alakú, az idővel egyenesen arányos *szekuláris* (évszázados) *perturbációt* kapunk, ahol C a pályaelemek függvénye. Az elnevezés oka, hogy az $m' C$ együttható általában kicsi, így az ilyen perturbáció évszázadok alatt okoz jelentős változást.

2. $pn + p'n' \neq 0$. Ebben az esetben

$$\frac{m' D}{pn + p'n'} \begin{cases} \cos [(pn + p'n')t + B], \\ \sin [(pn + p'n')t + B] \end{cases}$$

alakú *periodikus perturbációt* kapunk, ahol D és B a pályaelemek függvénye. Az ilyen perturbáció az idő periodikus függvénye.

A *Lagrange*-egyenletek megoldását a fokozatos közelítések módszerével folytatva, $pn + p'n' \neq 0$ esetén általánosan a következő típusú perturbációkhoz jutunk:

$$\frac{m'^2 t^q A}{(pn + p'n')^r} \begin{cases} \cos [(pn + p'n')t + B], \\ \sin [(pn + p'n')t + B]. \end{cases}$$

Ha $q=0$, a perturbáció periodikus.

Ha $q \cong 1$, a perturbáció vegyes szekuláris (szekuláris amplitúdójú periodikus perturbáció).

A $pn + p'n' = 0$ esetben szekuláris perturbáció adódik, melynek általános alakja: $m^s t^q C$.

Az egyes perturbációk jellemzői:

A perturbáció rendje: s . Legnagyobbak az elsőrendű perturbációk, a rend növekedésével a perturbáció nagysága csökken.

A perturbáció foka: $q_1 + q_2 + q_3 + q_4$. Ez az A együttható nagyságát határozza meg [lásd (2.4.52)]. Kis excentricitások és pályahajlások esetén a fokszám növekedésével a perturbáció nagysága csökken.

A perturbáció rangja: $s - q$.

A perturbáció osztálya: $s - \frac{q}{2} - \frac{r}{2}$.

H. POINCARÉ (1905) szerint az egyes perturbációk fontosságának megítélése szempontjából a perturbáció rendje mellett a rang és az osztály igen lényeges. Rövidebb időintervallumokra legjelentősebbek a legalacsonyabb rendű perturbációk. Hosszabb időtartamokra a perturbáció nagyságát az osztálya, igen hosszú időtartamokra a rangja határozza meg.

POINCARÉ tételei szerint:

1. a pályaelemekben nincsenek negatív rangú perturbációk,
2. a pályaelemekben nincsenek zérórangú vegyes szekuláris perturbációk,
3. a fél nagytengelyekben nincsenek zérórangú perturbációk.

A periodikus perturbációk periódusa

$$T_{\text{per}} = \frac{2\pi}{|pn + p'n'|}$$

Az egyes bolygók keringési ideje $T = 2\pi/n$, $T' = 2\pi/n'$. Ha $T_{\text{per}} \approx T, T'$, a perturbáció rövid periódusú. Ha $T_{\text{per}} \gg T, T'$, a perturbáció hosszú periódusú. A periodikus perturbációk periódusa és amplitúdója egyaránt az $1/(pn + p'n')$ szorzótól függ. A $pn + p'n'$ kifejezés abszolút értékének csökkenésével nő a periódus és az amplitúdó. A periodikus perturbációk közül ezért általában a hosszú periódusúak a legjelentősebbek.

A hosszú periódusú perturbációkra a legnevezetesebb példát a Jupiter és Szaturnusz esete szolgáltatja. Ezek napi középmozgása (1900-as epochára) $n = 299''1283$, illetve $n' = 120''4547$. Így $n/n' = 0,402\ 686\ 77 \dots$, ami jól közelíthető az $1/2, 2/5, 29/72, 60/149, \dots$ törtekkel. Az ezeknek megfelelő $pn + p'n'$ kifejezések és periódusok:

$pn + p'n'$	T_{per}
$n - 2n' = 58''2189$	61 év
$2n - 5n' = -4''0169$	880 év
$29n - 72n' = 1''9823$	1 810 év
$60n - 149n' = -0''0523$	36 000 év

Itt az első, $p=1, p'=-2$ -nek megfelelő eset rövid periódusú perturbációt ad. Legérdekesebb a $p=2, p'=-5$ eset, ugyanis az ennek megfelelő 880 éves periódusú

perturbáció amplitúdója a legnagyobb: ez a Jupiter közepes pálya menti hosszúságában $20'$, a Szaturnusznál $50'$ (ezek több millió km-es változásokat jelentenek). Ezeknek a hatalmas perturbációknak a megmagyarázása először P. S. LAPLACE-nak sikerült (1787), éppen az itt bemutatott módszer alapján. A másik két esetben ($p=29$, $p'=-72$, illetve $p=60$, $p'=-149$), bár a $pn+p'n'$ kifejezés értéke még kisebb, a perturbáció amplitúdója mégsem lesz nagy, aminek oka a (2.4.37) tulajdonságban rejlik. Eszerint ugyanis a perturbáció fokszáma legalább 43, illetve 89, így a kis excentricitások és pályahajlások ilyen nagy hatványkitevőn ellensúlyozzák a kis nevezők hatását.

A kis nevezővel tehát csak akkor jár nagy perturbáció, ha a foksám kicsi. Ez a helyzet például két égitest pálya menti mozgása közti rezonancia esetén, amikor

$$pn + p'n' \approx 0 \quad (2.4.53)$$

úgy teljesül, hogy p és p' kis egész számok. A Naprendszerben levő égitestek között az ilyen rezonanciára meglepően sok példa található. Így a nagybolygók közül a Neptunusz—Plútó párnál a középmozgások aránya igen jó közelítéssel $3/2$. A Jupiter holdjai közül az *Io—Europa* és *Europa—Ganymede* pároknál $n/n' \approx 2/1$. Ezeknek a holdaknak a középmozgását rendre n_I , n_E , n_G -vel jelölve, nyolc tizedesjegy pontos-sággal teljesül a nevezetes

$$n_I - 3n_E + 2n_G = 0$$

Laplace-összefüggés (1805). A Szaturnusz holdjai közül a *Mimas—Tethys*, *Enceladus—Dione*, *Titan—Hyperion* pároknál a középmozgások aránya rendre $2/1$, $2/1$, $4/3$. A rezonáns kisbolygókat a 2.3.8. fejezetben említettük.

A rezonancia oka, hogy a (2.4.53) feltétel miatt a két égitestnek a középponti égitesttel alkotott konfigurációi jó közelítéssel $T=p'T=pT$ periódussal periodikusan ismétlődnek, és emiatt az egyébként kis perturbációk felerősödnek. Az égitestek pályarezonanciáinak vizsgálata az égi mechanika egyik legérdekesebb témaköre.

A szekuláris perturbációkkal kapcsolatos az égi mechanika egy másik nevezetes problémája, a Naprendszer stabilitásának kérdése. A bolygópályák pályaelemeiben fellépő szekuláris perturbációk hosszú idő alatt jelentős változásokat okozhatnak. Természetesen adódik a kérdés, vajon ezek a változások nem vezetnek-e a Naprendszer felbomlására? Ebből a szempontból a legfontosabb kérdés, léteznek-e a bolygópályák fél nagytengelyében szekuláris perturbációk? Az első *Lagrange*-egyenlet szerint

$$\frac{da}{dt} = \frac{2}{na} \frac{\partial R}{\partial \varepsilon}$$

A szekuláris perturbációk létezésének feltétele, hogy $pn+p'n'=0$ legyen. Ha az n , n' középmozgások aránya irracionális, vagy másképp kifejezve n , n' nem összemérhető, ez a feltétel akkor és csak akkor teljesül, ha $p=p'=0$. (2.4.51), (2.4.52) szerint mivel ε együtthatója p , $\partial R/\partial \varepsilon$ kifejezése p -t szorzótényezőül tartalmazza. Így ha a középmozgások nem összemérhetőek, R azon tagjaira, melyek szekuláris perturbációt adnának, $\partial R/\partial \varepsilon=0$. Következésképp a =konstans + periodikus tagok, vagyis a fél nagytengelyekben nincsenek szekuláris perturbációk. Ezt mondja ki a tetszőleges számú bolygóra általánosítható *Laplace—Lagrange-tétel*.

Laplace—Lagrange-tétel (1773): ha a bolygók középmozgásai nem összemérhetőek, akkor a fél nagytengelyekben nincsenek elsőrendű szekuláris perturbációk.

A tétellel kapcsolatban két dolog is további megfontolást igényel. Egyrészt mi a biztosíték arra, hogy a középmozgások nem összemérhetők? A megfigyelések ennek épp az ellenkezőjét adják. A megfigyelésekből ugyanis a keringési időre és így a középmozgásra mindig véges tizedestörtet kapunk, ezek aránya pedig racionális szám. Meggondolva azonban, hogy a középmozgások a perturbációk miatt állandóan változnak, és így arányuk egyszer racionális, másszor irracionális, továbbá hogy a racionális számok nullamértékű halmazt alkotnak, így 1 a valószínűsége annak, hogy a középmozgások összemérhetetlenségére tett feltevés teljesül. Mindenesetre az a tény, hogy egyszer nincs szekuláris perturbáció, másszor van, mégha ez utóbbi esetek nullamértékű halmazt is alkotnak, jelzi, hogy ez a megoldás matematikai szempontból nem kielégítő.

Egy másik megvizsgálandó dolog, hogy a *Laplace—Lagrange-tétel* csak az elsőrendű megoldásra vonatkozik. Kérdés, mi van a magasabb közelítésekben?

A *Lagrange-egyenletek* megoldása már a második közelítésben hallatlanul bonyolult számításokkal jár, a magasabb közelítések végigszámítása pedig még napjainkban, a nagy teljesítményű számítógépek korában is igen nagy erőfeszítést követel.

S. D. POISSON volt az, aki 1809-ben kimutatta, hogy a fél nagytengelyekben másodrendben sincsenek szekuláris perturbációk (ha a középmozgások nem összemérhetők), fellépnek azonban vegyes szekuláris perturbációk. S. C. HARETU (1885) számításai szerint a fél nagytengelyekben a harmadik közelítésben tiszta szekuláris perturbációk is jelentkeznek. Ez utóbbi eredményt J. MEFFROY (1955) vizsgálatai is alátámasztották.

Elhamarkodott dolog lenne azonban a fél nagytengelyekre kapott szekuláris perturbációkból a Naprendszer instabilitására következtetni. Egyrészt elképzelhető ugyan, hogy a

$$\sin(1+a)t = \sin t + at \cos t - \frac{1}{2} a^2 t^2 \sin t - \frac{1}{6} a^3 t^3 \cos t + \dots,$$

$$\sin bt = bt - \frac{1}{6} b^3 t^3 + \frac{1}{120} b^5 t^5 - \dots$$

konvergens sorfejtések mintájára az egyes közelítésekben adódó vegyes és tiszta szekuláris tagok végül is periodikus perturbációként összegződnek (amelynek a periódusa azonban igen hosszú lenne). Ezt azonban nem tudjuk, mert ehhez a bemutatott módszerrel végig kellene számítani az összes közelítést, ami nem lehetséges. Másrészt az is elképzelhető, hogy a szekuláris perturbációk fellépése pusztán a *Lagrange-egyenletek* megoldására alkalmazott sukcesszív approximációs eljárás következménye, más módszerek mellett a szekuláris perturbációk esetleg elkerülhetők. Hogy ez nem csak lehetőség, hanem valóban így is van, azt nemrégiben P. J. MESSAGE (1976) mutatta meg, aki a *Hori—Lie-féle* kanonikus perturbációs számítási módszer alkalmazásával olyan megoldást vezetett le, amelyben szekuláris perturbációk egyetlen közelítésben sem lépnek fel a fél nagytengelyekben.

Az is elhamarkodott dolog lenne azonban, ha ebből a megoldásból a Naprendszer stabilitására következtetnénk. A perturbációs számítás alapvető problémája ugyanis, hogy a perturbációkra levezetett végtelen sorok nem mindig konvergensek. Ezek így nem jelentik a probléma szigorú megoldását, belőlük a Naprendszer jövőjére nézve semmiféle következtetést levonni nem lehet.

A perturbációk sorfejtéseinek konvergenciáját a $pn+p'n'$ alakú kis nevezők rontják el. Hogy ezt megvilágítsuk, vegyük az egyik, például az e -re vonatkozó

Lagrange-egyenletet, amely R sorfejtésének behelyettesítése után a következő alakú:

$$\dot{e} = \sum_{p, p', q, j} A_{pp'qj} \sin [(pn + p'n')t + B_{pp'qj}],$$

ahol az $A_{pp'qj}$, $B_{pp'qj}$ együtthatók az első közelítésben állandók.

Ha n/n' racionális, $pn + p'n' = 0$ akkor és csak akkor, ha $p = p' = 0$. Ekkor a megoldás

$$e = e_0 + Ct - \sum_{\substack{p, p', q, j \\ p, p' \neq 0}} \frac{A_{pp'qj}}{pn + p'n'} \cos [(pn + p'n')t + B_{pp'qj}], \quad (2.4.54)$$

és az összegzésből a $p = p' = 0$ -nak megfelelő tagok azért hiányoznak, mert ezek adják a Ct szekuláris perturbációt.

Ha n/n' racionális, tehát $n/n' = k/l$, ahol k és l egész számok, akkor a $p = ls$, $p' = -ks$, $s = 0, 1, 2, \dots$ indexekre $pn + p'n' = s(ln - kn') = 0$ lesz, így a megoldás:

$$e = e_0 + Dt - \sum_{\substack{p, p', q, j \\ p, p' \neq 0, p/p' \neq -l/k}} \frac{A_{pp'qj}}{pn + p'n'} \cos [(pn + p'n')t + B_{pp'qj}], \quad (2.4.55)$$

ahol a Dt szekuláris részt a $p = p' = 0$, $p/p' = -l/k$ tagok adják.

Látható, hogy a megoldás nem függ folytonosan az n/n' aránytól. (2.4.54)-ben és (2.4.55)-ben a szekuláris tagok különbözők, jöllehet egy irracionális szám racionális számokkal tetszőleges pontossággal megközelíthető. Másfelől két különböző, de egymáshoz tetszőleges szerint közel levő racionális számra is különböző lesz a D szekuláris együttható, mivel a különböző n/n' arányoknak a de/dt -re vonatkozó egyenletben különböző tagok felelnek meg, és ezek különböző szekuláris részt eredményeznek.

A (2.4.54), (2.4.55) sorok konvergenciája is különböző. A (2.4.55) sor konvergens, mivel a $|pn + p'n'|$ kis nevezőnek nullától különböző alsó határa van, ha n/n' racionális. Ha azonban n/n' irracionális, $|pn + p'n'|$ nullához tetszőlegesen közeli lehet, ami (2.4.54) konvergenciáját kérdéssé teszi. H. BRUNS (1884) kimutatta, hogy bármilyen kicsi, véges tartományban végtelen sok olyan irracionális n/n' érték létezik, melyekre (2.4.54) konvergens, és ugyanabban a tartományban végtelen sok olyan irracionális n/n' érték van, amelyre (2.4.54) divergens. A pályaelemek perturbációit megadó végtelen sorok tehát nem mindig konvergensnek. H. POINCARÉ (1905) vizsgálatai is hasonló eredményre vezettek.

Ezek után joggal tehető fel a kérdés, hogy a perturbációkra kapott végtelen sorok miként használhatók a pályaelemek változásainak leírására, hiszen ezek szigorúan véve nem adják meg a Lagrange-egyenletek megoldását. A válasz erre az, hogy a tapasztalat szerint ezen nem mindig konvergens sorok első tagjai segítségével a bolygók perturbációi a megfigyeléseknek megfelelő pontossággal határozhatók meg, egy bizonyos véges időintervallumon belül. Ennek hossza azonban nem ismeretes — becslések szerint néhány száz év —, ezért a megfigyelések és a számítások állandó egybevetésére van szükség, hogy az elmélet tökéletlenségéből származó hibák azonnal észrevehetőek legyenek.

Annak jelzésére, hogy a perturbációk ilyen nem mindig konvergens sorok segítségével a megfigyelésekkel egyezően megadhatók, POINCARÉ a *szemikonvergens sor* elnevezést vezette be. Az égi mechanikai gyakorlatban általános az ilyen sorok használata. Ezek csak formálisan konvergensnek, abban az értelemben, hogy ténylegesen kiszámított, egymást követő első tagjaik csökkenő nagyságrendűek.

A Naprendszer stabilitásának kérdését a klasszikus égi mechanikai módszerekkel nem sikerült megoldani. A probléma a mozgásegyenletek numerikus integrálásával sem oldható meg, hiszen még az igen nagy teljesítményű számítógépekkel sem lehet tetszőlegesen hosszú időre pontos előrejelzést adni. Az eddigi leghosszabb időtartamot átfogó numerikus integrálást H. KINOSHITA (1984) végezte, aki 5 millió évre integrálta az öt külső bolygó mozgásegyenleteit. A Naprendszer stabilitása szempontjából igen lényeges, hogy ezen idő alatt a bolygópályák mérete és alakja nem mutat szekuláris jellegű változást. C. J. COHEN és munkatársai (1973) a szekuláris perturbációk *Laplace—Lagrange*-féle elmélete alapján (lásd a következő fejezetet) 10 millió évre határozták meg a nagybolygók fő pályaelem-változásait. Eredményük szerint az a , e , i pályaelemekben ezen időtartam alatt csak kváziperiodikus ingadozások találhatóak, szekuláris jellegű változásoknak nincs nyoma. A numerikus vizsgálatok tehát ha tetszőlegesen hosszú időre nem is, de több millió évre a Naprendszer stabilitását mutatják.

A Naprendszer stabilitása mellett újabb érvet szolgáltat a *Hamilton*-féle rendszerekre a közelmúltban kifejlesztett KAM-elmélet (A. N. KOLMOGOROV, 1954, V. I. ARNOLD, 1963, J. MOSER, 1967). Ennek alapján bebizonyítható, hogy a bolygómozgásoknak megfelelő n -test-problémában (az egyik tömegpont igen nagy tömegű a többihez képest, ez utóbbiak közelítőleg ugyanabban a síkban, közelítőleg körpályákon keringenek a középponti fő tömegpont körül) a lehetséges kezdőfeltételek többségére a mozgás mindig kváziperiodikus jellegű lesz. Így ha valamely kezdeti időpontban az excentricitások és pályahajlások kicsik, és a középmozgások nem összemérhetők, akkor a kölcsönös kis perturbációk hatására ezen pályaelemek a kezdeti értékeik körül végeznek kis ingadozásokat, ugyanígy a fél nagytengelyek is mindig a kezdeti értékek közelében maradnak. Ennek a nagy jelentőségű eredménynek a Naprendszerre való alkalmazásakor azonban figyelembe kell venni azt, hogy az elméleti megfontolások egymást nem metsző pályákra vonatkoznak, ez a feltétel viszont a Neptunusz és Plútó esetében nem teljesül.

2.4.7. A szekuláris perturbációk Laplace—Lagrange-elmélete

A *Lagrange*-egyenletek szukcesszív approximációval kapott megoldása — mint láttuk — matematikai szempontból nem kielégítő, így ebből a bolygópályák igen hosszú idő alatt bekövetkező változásaira következtetéseket levonni nem lehet. A hosszú időskálájú változások vizsgálatához a *Lagrange*-egyenletek másfajta megoldására van szükség. Ilyen megoldást szolgáltat a szekuláris perturbációk *Laplace—Lagrange*-féle elmélete. Ennek lényege, hogy a *Lagrange*-egyenleteket nem a teljes perturbációs függvénnyel, hanem annak csak a szekuláris (vagyis konstans tagokból álló) részével oldják meg, s ezáltal a korábbi megoldásban szekuláris perturbációként jelentkező pályaelem-változásokat sikerül tiszta trigonometrikus formában, igen hosszú periódusú periodikus perturbációk alakjában előállítani.

Az elmélet az e , i , $\tilde{\omega}$, Ω pályaelemek szekuláris perturbációinak vizsgálatára terjed ki, a fél nagytengelyeket a *Laplace—Lagrange*-tétel alapján állandóknak tekinti. A *Kepler*-féle pályaelemek helyett a *Lagrange*-féle pályaelemeket vezetik be, ezeket a

$$\begin{aligned} h &= e \sin \tilde{\omega}, & p &= \operatorname{tg} i \sin \Omega, \\ k &= e \cos \tilde{\omega}, & q &= \operatorname{tg} i \cos \Omega \end{aligned} \quad (2.4.56)$$

összefüggések definiálják.

Első közelítésben a perturbációs függvényt csak az excentricitások és pályahajlások második hatványáig bezárólag fejtik sorba. Ezzel a pontossággal, n számú bolygót feltételezve, a *Lagrange*-egyenletek a következők:

$$\dot{h}_j = \frac{1}{n_j a_j^2} \frac{\partial R_j}{\partial k_j}, \quad \dot{k}_j = -\frac{1}{n_j a_j^2} \frac{\partial R_j}{\partial h_j}, \quad (2.4.57)$$

$$\dot{p}_j = \frac{1}{n_j a_j^2} \frac{\partial R_j}{\partial q_j}, \quad \dot{q}_j = -\frac{1}{n_j a_j^2} \frac{\partial R_j}{\partial p_j},$$

$$j = 1, 2, \dots, n,$$

ahol a j indexek a j -edik bolygóra vonatkozó pályaadatokat jelentik. R_j a j -edik bolygóra vonatkozó perturbációs függvény szekuláris része:

$$R_j = \sum_{i=1}^n R_{ji}, \quad (2.4.58)$$

ahol R_{ji} a B_j és B_i bolygó közti perturbációs függvény szekuláris része. Az excentricitások és pályahajlások második hatványáig bezárólag sorbafejtve:

$$R_{ji} = k^2 m_j \{ A_{ji} + B_{ji} [h_j^2 + h_i^2 + k_j^2 + k_i^2 -$$

$$- p_j^2 - p_i^2 - q_j^2 - q_i^2 + 2(p_j p_i + q_j q_i)] -$$

$$- 2C_{ji} (h_j h_i + k_j k_i) \}, \quad (2.4.59)$$

ahol esetünkben k a *Gauss*-féle gravitációs állandó, A_{ji} , B_{ji} , C_{ji} a $b_1^{(0)}$, $b_1^{(1)}$, $b_3^{(1)}$ *Laplace*-együtthatókon keresztül az a_j , a_i fél nagytengelyek szimmetrikus függvényei. Mivel $R_{jj} = 0$, így $A_{jj} = B_{jj} = C_{jj} = 0$.

(2.4.57)-ben a parciális deriváltakat (2.4.58), (2.4.59) felhasználásával kiszámítva a következő egyenletek adódnak:

$$h_j - \sum_{i=1}^n a_{ji} k_i = 0, \quad (2.4.60)$$

$$k_j + \sum_{i=1}^n a_{ji} h_i = 0,$$

$$\dot{p}_j + \sum_{i=1}^n b_{ji} q_i = 0, \quad (2.4.61)$$

$$\dot{q}_j - \sum_{i=1}^n b_{ji} p_i = 0,$$

ahol

$$a_{jj} = b_{jj} = \sum_{i=1}^n \frac{2k^2 m_i}{n_j a_j^2} B_{ji},$$

$$a_{jl} = -\frac{2k^2 m_l}{n_j a_j^2} C_{jl}, \quad j \neq l,$$

$$b_{ji} = -\frac{2k^2 m_l}{n_j a_j^2} B_{ji} \quad j \neq l.$$

Látható, hogy az egyenletek két független rendszerre esnek szét: az első egyenletcsoportban csak a h_j, k_j , a másodikban csak a p_j, q_j változók szerepelnek. Ez a szétválás annak a következménye, hogy a perturbációs függvény szekuláris részét csak az excentricitások és pályahajlások második hatványáig bezárólag veszik figyelembe. Magasabb hatványokat is számításba véve az egyenletrendszer szétválása megszűnik.

(2.4.60) első egyenletét $m_j n_j a_j^2 h_j$ -vel, a másodikat $m_j n_j a_j^2 k_j$ -vel megszorozva, a kapott egyenleteket összeadva és minden j -re összegezve, továbbá figyelembe véve, hogy $B_{ji} = B_{ij}$ és $C_{ji} = C_{ij}$, kapjuk, hogy

$$\sum_{j=1}^n m_j n_j a_j^2 (h_j h_j + k_j k_j) = 0.$$

Hasonlóan

$$\sum_{j=1}^n m_j n_j a_j^2 (p_j p_j + q_j q_j) = 0.$$

Fenti összefüggéseket integrálva és (2.4.56)-ot figyelembe véve adódnak a Laplace-féle integrálok:

$$\sum_{j=1}^n m_j n_j a_j^2 e_j^2 = \text{konstans}, \quad (2.4.62)$$

$$\sum_{j=1}^n m_j n_j a_j^2 \text{tg}^2 i_j = \text{konstans}.$$

Mivel a nagybolygók esetében e_j és i_j jelenleg kicsi, (2.4.62)-ben a konstansok is kicsik. Mivel az n_j középmozgások pozitívak, fenti összegek minden tagja pozitív. Így a Laplace-integrálokból az következne, hogy a bolygók pályahajlásai és excentricitásai mindig kicsik maradnak. Mivel azonban a Föld-típusú bolygók tömege sokkal kisebb az óriásbolygókénál (például az $m_j n_j a_j^2$ szorzat a Föld esetében 700-ad része a Jupiterre vonatkozó értéknek), a kis tömegű bolygók pályahajlása és excentricitása jelentős változásokon mehet keresztül, hiszen ezen bolygók hozzájárulása a Laplace-integrálokhöz jelentéktelen. Az igen eltérő bolygótömegek miatt így a Laplace-integrálokból a bolygópályák alakulására nézve messzemenő következtetéseket levonni nem lehet.

A (2.4.60), (2.4.61) alatti állandó együtthatójú lineáris differenciálegyenlet-rendszerek megoldása egyszerűen meghatározható. (2.4.60) egy partikuláris megoldását a

$$h_j = M_j \sin(gt + \beta),$$

$$k_j = M_j \cos(gt + \beta)$$

alakban keresve, ahol M_j, g, β állandók, és ezt (2.4.60)-ba helyettesítve kapjuk, hogy az M_j együtthatóknak ki kell elégíteniük az

$$(a_{jj} - g)M_j + \sum_{\substack{l=1 \\ l \neq j}}^n a_{jl} M_l = 0, \quad j = 1, 2, \dots, n \quad (2.4.63)$$

egyenletrendszert. A nem triviális megoldás létezésének szükséges feltétele, hogy az

egyenletrendszer determinánsa zérus legyen:

$$\begin{vmatrix} a_{11} - g & a_{12} & \dots & a_{1n} \\ a_{21} & a_{22} - g & \dots & a_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{n1} & a_{n2} & \dots & a_{nn} - g \end{vmatrix} = 0. \quad (2.4.64)$$

A g állandó e determináns kifejtésével kapott úgynevezett *szekuláris egyenlet*ből határozható meg. Feltéve, hogy ennek az n -edfokú egyenletnek n különböző gyöke van (bebizonyítható, hogy a gyökök mind valósak), (2.4.60) általános megoldása

$$h_j = \sum_{i=1}^n M_{ji} \sin(g_i t + \beta_i), \quad (2.4.65)$$

$$k_j = \sum_{i=1}^n M_{ji} \cos(g_i t + \beta_i),$$

ahol M_{1i} és β_i $2n$ számú tetszőleges állandó, a többi M_{ji} ($j > 1$) pedig adott g_i esetén (2.4.63)-ból M_{1i} -vel kifejezhető.

(2.4.61) általános megoldása hasonlóan

$$p_j = \sum_{i=1}^n N_{ji} \sin(f_i t + \delta_i), \quad (2.4.66)$$

$$q_j = \sum_{i=1}^n N_{ji} \cos(f_i t + \delta_i).$$

(2.4.65) és (2.4.66) hosszú periódusú periodikus perturbációk formájában adják meg azokat a perturbációkat, melyek a *Lagrange*-egyenletek szukcesszív approximációval kapott megoldásában elsőrendű, nulladrangú perturbációkként jelentkeznek. A perturbációk periódusa igen hosszú (több tízezer év), a g_i és f_i frekvenciák nagysága ugyanis az m_j bolygótömegekkel arányos.

A (2.4.65.), (2.4.66.) megoldást elsőként J. L. LAGRANGE (1782) vezette le. Ezek a számítások csakúgy, mint P. S. LAPLACE (1798) és U. J. LEVERRIER (1839) számításai ma már csak történeti érdekességük. A múlt század végén J. N. STOCKWELL (1870) és P. H. HARZER (1895) foglalkozott a szekuláris perturbációk trigonometrikus elméletével. Utóbbi eredményeit D. BROUWER és J. VAN WOERKOM (1950) fejlesztette tovább. P. BRETAGNON (1974) elmélete a perturbációs függvény sorfejtésében az excentricitásokra és pályahajlásokra nézve negyedrendű tagokat is figyelembe vette. Az említett munkák táblázatokban tartalmazzák a nagybolygókra vonatkozó M_{ji} , N_{ji} , g_i , f_i , β_i , δ_i együtthatókat, illetve integrációs állandókat (a Plútó kivételével). C. J. COHEN és munkatársai (1973) a *Brouwer*-féle eredményeket grafikusán is ábrázolták: a nagybolygók pályaelemváltozásait 10 millió éves időtartamra rajzoltatták ki. A nagybolygók szekuláris perturbációival kapcsolatos vizsgálatokról Z. KNEŽEVIĆ (1986) ad összefoglalást.

A (2.4.65), (2.4.66) megoldások ismeretében meghatározhatók az e , i , ω , Ω pályaelemek hosszú időskálájú változásai is. Az erre vonatkozó számítások eredményeit a következő táblázat összegzi:

Bolygó	e_{\min}	e_{\max}	i_{\min}	i_{\max}	n_{ω}	n_{Ω} évente
Merkúr	0,121	0,232	4°44'	9°11'	5,46	-5,20
Vénusz	0	0,071	0	3°16'	9,31	-8,61
Föld	0	0,068	0	3° 6'	9,48	-6,87
Mars	0,018	0,140	0	5°56'	18,00	-15,10
Jupiter	0,025	0,061	0°14'	0°29'	4,30	-25,73
Szaturnusz	0,012	0,084	0°47'	1° 1'	27,77	-25,73
Uránusz	0,012	0,078	0°54'	1° 7'	4,00	-2,90
Neptunusz	0,006	0,015	0°34'	0°47'	0,63	-0,68

Eszerint az excentricitások és pályahajlások a megadott korlátok között ingadoznak, miközben a bolygópályák perihéliuma direkt irányban, felszálló csomója retrográd irányban (vagyis a pálya menti keringéssel ellenkező irányban) az adott átlagos szekuláris szögsebességgel körbefordul. E körbefordulás periódusa igen hosszú. A perihéliumok és felszálló csomók ezen szekuláris mozgására kis amplitúdójú kváziperiodikus ingadozások rakódnak.

A Plútó a fenti számításokból azért maradt ki, mert ennek pályája az ekliptika síkjára való vetületben metszi a Neptunusz pályáját, így a perturbációs függvény azon sorfejtése, melyen az egész elmélet alapul, a Plútó esetében érvényét veszti. Fenti eredményeket azonban a Plútó hatása a bolygó igen kis tömege miatt csak jelentéktelen mértékben befolyásolja.

A táblázatban a pályahajlások a Naprendszer *Laplace*-féle invariábilis síkjához képest vannak megadva. Ez a Napból és a bolygókból álló rendszer baricentrikus impulzusmomentum-vektorára merőleges, a rendszer tömegközéppontján áthaladó sík. Pályahajlása és felszálló csomója az ekliptikai koordináta-rendszerben 1950,0 epochára (G. BURKHARDT, 1982):

$$i = 1^{\circ}35'22''94, \quad \Omega = 107^{\circ}7'38''5.$$

A szekuláris perturbációk *Laplace*—*Lagrange*-elméletének igen fontos alkalmazása található a Föld esetében. A hosszú időskálájú éghajlati változások (jégkorszakok) a Föld hosszú időtartamok alatt bekövetkező pályaelem-változásaival vannak összefüggésben. Ez utóbbiak meghatározása éppen a *Laplace*—*Lagrange*-elmélet alapján lehetséges. E témakör összefoglaló elemzésére nézve A. BERGER (1977) munkájára utalunk.

Az elmélet egy másik fontos alkalmazása a kisbolygók szekuláris perturbációinak meghatározása. A korábbiakhoz hasonló számításokkal levezethető, hogy egy kisbolygónak a nagybolygók által okozott szekuláris perturbációi a

$$\begin{aligned} h &= v \sin(gt + \beta) + h_0, \\ k &= v \cos(gt + \beta) + k_0, \\ p &= \mu \sin(-gt + \gamma) + p_0, \\ q &= \mu \cos(-gt + \gamma) + q_0 \end{aligned} \tag{2.4.67}$$

összefüggésekkel adhatók meg, ahol v , β , μ , γ integrációs állandók, g konstans, h_0 , k_0 , p_0 , q_0 pedig a nagybolygók (2.4.65), (2.4.66)-tal adott szekuláris perturbációitól

függő kifejezések. Ez utóbbi mennyiségek a h, k, p, q pályaelemeknek a nagybolygók szekuláris perturbációtól származó kényszerrezgéseiként foghatók fel. A jobb oldali első tagok a h, k, p, q pályaelemek szabad oszcillációit írják le, ezek a nagybolygók közvetlen perturbáló hatásától származnak.

K. HIRAYAMA (1923) nyomán a $\nu, \mu, \tilde{\omega}^* = gt + \beta, \Omega^* = -gt + \gamma$ mennyiségeket a *kisbolygók saját pályaemeinek* (proper elements) szokás nevezni, ahol ν az excentricitás, μ a pályahajlás, $\tilde{\omega}^*$ a periheliumhosszság, Ω^* a felszálló csomó. Ezek a mennyiségek pontosabban jellemzik a kisbolygók pályáit, mint az oszkuláló pályaelemek. A kisbolygók között a saját pályaelemek hasonlósága alapján családok (a, ν, μ hasonló) és csoportok ($\tilde{\omega}^* + \Omega^*$ értéke hasonló) különböztethetők meg. A több mint 30 tagú *Coronis* család esetében például

$$2,8436 \leq a \leq 2,9046, \quad 0,0412 \leq \nu \leq 0,0658, \quad 0,0338 \leq \mu \leq 0,0422,$$

míg a csoportosulásokon kívüli kisbolygókra ezek az értékek tág határok között váltakoznak. A kisbolygócsaládok és -csoportok kérdésének részletes tárgyalására nézve D. BROUWER (1951) és Y. KOZAI (1983) munkáira utalunk.

2.5. Az égitestek mozgása a Naprendszerben

2.5.1. A bolygók mozgása

Az előző fejezetben áttekintettük az állandók variálásának módszerét. Emellett sok más eljárás is kifejlődött a perturbációk vizsgálatára. Hosszúra nyúlna azoknak a régebbi és újabb módszereknek a felsorolása, melyek együttes alkalmazása vezetett el a Naprendszerben levő égitestek mozgásának pontos meghatározásához. A megtett út látványos sikerekben gazdag, gondoljunk például a múlt században a Neptunusz bolygó felfedezésére (1846), melynek pályáját az Uránuszra gyakorolt perturbációiból U. J. LEVERRIER (és tőle függetlenül J. ADAMS) számította ki, és amelyet a LEVERRIER által jelzett helyen J. GALLE talált meg. Egy időben közelebbi példát említve, az űrkutatás kifejlődése, az űrrepülések sikeres megvalósítása elképzelhetetlen lett volna az égi mechanika eredményeinek felhasználása nélkül.

A különféle mozgásemelvények kifejlesztése hosszan tartó folyamat, mely napjainkban sem fejeződött be. Jelenleg az új elméletek kidolgozását több tényező indokolja. Egyrészt az utóbbi két évtizedben az észlelési technika fejlődése (például közvetlen radar- és lézermódszeres távolságmérések) révén megnőtt a megfigyelések pontossága. A bolygók, illetve holdak közelében elhaladó, vagy körülöttük keringő mesterséges égitestek segítségével igen pontos tömegmeghatározásra nyílt lehetőség. Mindez megköveteli a mozgásemelvények pontosságának a növelését is. Másfelől a nagy teljesítményű számítógépek megjelenése kedvező lehetőséget teremtett arra, hogy a korábban „kézzel számított” elméleteket ellenőrizzék, és sokkal pontosabakkal helyettesítsék.

Az első bolygómozgás-elméletet a Jupiterre és a Szaturnuszra L. EULER dolgozta ki (1748), a perturbált mozgás differenciálegyenleteinek közelítő megoldása útján. Az első nagy pontosságú elmélet U. J. LEVERRIER nevéhez fűződik, aki 1855—1877 között az akkor ismert nyolc nagybolygó mozgását az állandók variálásának módszerével olyan pontosan határozta meg, hogy a francia csillagászati évkönyvben („Connaissance de Temps”) egészen 1960-ig annak alapján számították a belső bolygók (Merkúr, Vénusz, Föld, Mars) efemeriszeit. LEVERRIER megoldása az összes

másodrendű perturbációt és a harmadrendű perturbációk egy részét tartalmazta. 1880—1900 között az összes nemzeti csillagászati évkönyvben (így az angol „The Nautical Almanac and Astronomical Ephemeris”-ben, a német „Berliner Astronomisches Jahrbuch”-ban, és a „The American Ephemeris and Nautical Almanac”-ban) LEVERRIER elmélete alapján számították a bolygók efemeriszeit. Ami a francia évkönyvet illeti, a külső bolygók esetében (Jupiter, Szaturnusz, Uránusz, Neptunusz) 1915 után áttértek A. GAILLOT elméletére, amely LEVERRIER módszere alapján, de pontosabb tömegértékekkel és integrációs állanókkal készült.

1895—1898-ban jelent meg S. NEWCOMB elmélete a Merkúr, Vénusz, Föld, Mars, Uránusz és Neptunusz mozgására. Szintén 1898-ban publikálta G. W. HILL a Jupiter és a Szaturnusz mozgáselméletet. 1901-től ezek váltották fel LEVERRIER elméletét a francia kivételével az összes csillagászati évkönyvben.

Röviddel azután, hogy NEWCOMB elméletet használatba vették, kiderült, hogy a Mars esetében az elmélet nem egyezik pontosan a megfigyelésekkel. 1912-re a bolygó számított és megfigyelt helyzete közti különbség elerte oppozícióban a 4"-et. A hiba oka a pontatlan pályaadatokban (mindenekelőtt e pontatlan értékében) rejlett. A javításokat 1917-ben F. ROSS végezte el. 1984-ig a csillagászati évkönyvek a Merkúr, Vénusz, Föld és Mars efemeriszeinek kiszámítására NEWCOMB elméletet használták, a Mars esetében figyelembe véve a ROSS-féle korrekciókat.

A Newcomb-elmélet nem tisztán gravitációs elmélet, ugyanis a belső bolygók szekuláris perihéliummozgására empirikus korrekciókat tartalmaz. Mivel a szekuláris perihéliummozgást az elmélet nem tudta pontosan visszaadni, NEWCOMB feltételezte, hogy a Newton-féle gravitációs törvényben $1/r^2$ helyett $1/r^{2+\Delta}$ szerepel, ahol Δ

igen kicsi. Ilyen erőtvény esetén ugyanis a bolygópályák perihéliuma $\frac{1}{2} n\Delta$ szögsebességgel (n a középmozgás) szekuláris mozgást végez. A tapasztalati úton kapott Δ érték: $\Delta=0,000\ 000\ 161\ 2$. A szekuláris perihéliummozgás problémájára az Einstein-féle relativitáselmélet ad magyarázatot: a klasszikus gravitációs elméletből számított és a megfigyelt perihéliummozgás-értékek közti különbség éppen annyi, mint amennyi a relativisztikus mozgásegyenletekből adódik. Ezek az értékek a Merkúr, Vénusz, Föld, Mars esetében rendre: $\Delta\omega=43,03, 8,62, 3,83, 1,35$ évszázadonként.

A Newcomb-elmélet pontossága a különböző korrekciók ellenére sem elégíti ki már a korszerű igényeket. Az elmélet és a megfigyelések közti eltérés a Merkúr, Vénusz, Föld esetében kb. 0,1", a Mars ekliptikai hosszúságában azonban eléri a 2"-et.

A külső bolygók esetén a Newcomb-féle és a Hill-féle elméleteket 1960-ig használták. (A Plútóra S. G. SARAF dolgozott ki elméletet, 1955—1964 között.) Ezeket váltotta fel 1960-ban W. J. ECKERT, D. BROUWER és G. CLEMENCE (1951) elmélete, amely az öt külső bolygó (Jupiter, Szaturnusz, Uránusz, Neptunusz, Plútó) mozgásegyenleteinek egyidejű numerikus integrálásán alapult. Külön meghatározták a belső bolygóktól származó perturbációkat is (G. CLEMENCE, 1954). Az elmélet a bolygók efemeriszeit az 1653—2060 közötti időszakra, 40 napos lépésközzel adja meg. Jól lehet a számításokat igen gondosan végezték, a megoldás tényleges pontossága mégsem kielégítő. A számított efemeriszek és a megfigyelt pozíciók közti eltérés átlagosan 1", a Neptunusz és a Plútó esetében azonban eléri a 6", illetve 8"-et is. Ezeknek az eltéréseknek az oka nem ismeretes, létrejöttükben több tényező is szerepet játszhat. Így például az, hogy az efemeriszeket nem egységes konstansok alapján, nem a legpontosabb tömegértékekkel, nem a legpontosabb precessziós konstanssal stb. számították.

1984-ben, az 1976-os IAU-konstansok rendszerének bevezetésével egyidejűleg, a „Astronomical Almanac”-ban (amely a korábbi angol és amerikai csillagászati évkönyvet váltotta fel 1981-ben) áttértek az új, legpontosabb adatokon alapuló bolygó- és Hold-efemeriszek közlésére. Ezt az elmúlt években a kaliforniai Jet Propulsion Laboratoryban és az U. S. Naval Observatoryban fejlesztették ki, a bolygók, a Hold és néhány kisbolygó mozgásegyenleteinek numerikus integrálása útján. A végleges program (melynek jele JPL DE 200/LE 200, ahol DE jelentése: Development Ephemeris, LE jelentése: Lunar Ephemeris) egyidejűleg integrálja a Föld, a Hold és a nagybolygók, valamint a *Ceres*, *Pallas*, *Vesta*, *Iris* és *Bamberga* kisbolygók mozgásegyenleteit, figyelembe véve a Hold fizikai librációját és a szükséges relativisztikus korrekciókat is. Az integrálás az 1800—2050 közötti időszakot fogja át. A számított efemeriszek 2000,0 epochájú ekliptikai koordináta-rendszerre vonatkoznak. Az integrációs állandók meghatározására felhasználták a Naval Observatoryban 1911-től a Nap, a Hold és a bolygók (Merkúrtól a Neptunuszig) esetében végzett meridiánkör-észleléseket, a Plútó fotografikus megfigyeléseit, a Hold lézeres távolságméréseit, a Merkúr, Vénusz, Mars radarmódszerrel végzett távolságméréseit, a Viking és Mariner—9 Mars-szondák távolságméréseit, és a Pioneer és Voyager szondáknak a Jupiterre és a Szaturnuszra vonatkozó távolságméréseit. Az integrálás során a kinuló adatokat (pl. a tömegekre) az 1976-os IAU-konstansok rendszere szolgáltatotta, de menet közben annak érdekében, hogy a megfigyelésekkel a legjobb egyezést ériék el, néhány apróbb változtatást kellett végrehajtani a konstansokon. Így pl. a Plútó holdjának a felfedezése után a Plútó tömegét a holdjának a pályájából meghatározott új értékkel helyettesítették.

Jelenleg a JPL DE 200/LE 200 efemeriszek adják a legpontosabban a bolygók és a Hold efemeriszait (pl. a belső bolygók esetén a pontosság 0,001). Ez sem tekinthető azonban a végleges megoldásnak. Az efemeriszeknek a megfigyelésekkel való összehasonlításakor ugyanis több olyan probléma adódott, amelyet még nem sikerült tisztázni. Így például nem lehet az Uránusz összes észlelését az efemeriszekkel összehangba hozni. Ha az integrációs állandókat az Uránusz 1830-tól mostanáig terjedő észleléseiből határoznák meg, az efemeriszek a következő évtizedekben veszítenének pontosságukból. Így az Uránusz jelenlegi efemeriszai az 1900 utáni észleléseken alapulnak. Ez az efemerisz az 1900 előtti megfigyelési adatoktól periodikus és szekuláris eltérést mutat. Erre az évszázadra azonban pontosan egyezik az Uránusz észlelt mozgásával. A Neptunusz és a Plútó esetében még nem áll rendelkezésre a bolygók egy teljes keringési periódusára kiterjedő észleléssorozat. A Neptunusz felfedezése előtti megfigyelések nincsenek kielégítő összhangban az efemeriszekkel. A Neptunusz felfedezése utáni észlelések ugyan jó egyezést mutatnak, ám a tapasztalatok szerint a korábbi efemeriszek is jól egyeztek az akkori észlelésekkel, viszont az efemeriszek elkészülte után kb. 10 évvel már eltértek a megfigyelésektől. A Plútó esetében még csak kb. a pálya negyedrészeről vannak észleléseink, melyek középpontja kb. 2". Ez behatárolja az efemeriszek pontosságát is, mely az idő múlásával egyre kevésbé lesz kielégítő.

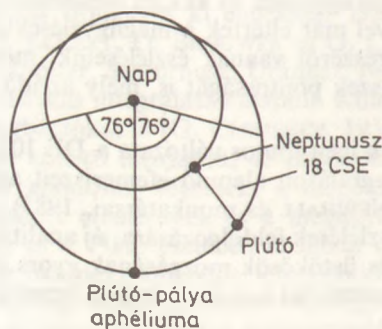
A JPL efemeriszek egyik igen fontos változata a DE 102 jelzésű, amely a Hold és a bolygók numerikus integráláson alapuló efemeriszait adja a $-1411...3002$ közti időintervallumra (X. X. NEWHALL és munkatársai, 1983). A DE 102 efemerisz felhasználható az igen régi észlelések feldolgozására, új analitikus elméletek tesztelésére, vagy például kisbolygók és üstökösök mozgásának gyors integrálására (amikor is a nagybolygóknak az efemeriszekből vett koordinátái bemenő adatokként szerepelhetnek).

Az utóbbi években jelentős erőfeszítéseket tettek a korábbiaknál pontosabb anali-

tikus bolygómozgás-elméletek kifejlesztésére is. Ezek közül a párizsi Bureau des Longitudes-ben folyó nagyszabású munkát említjük (P. BRETAGNON, 1982), melynek célja a belső bolygónál a $0,001$ -es, a külsőknél a $0,01$ -es pontosság elérése a belső bolygónál több száz éves, a külsőknél egy évszázados időtartamra. Ehhez a pontossághoz a perturbációkat a belső bolygók tömegére nézve harmadrendig, a külső bolygók tömegére nézve pedig hatodrendig kell meghatározni. Ilyen pontosságú számítások természetesen csak nagy teljesítményű számítógépek segítségével iterációs úton határozzák meg. Az eddig kapott megoldás belső pontossága a bolygók közepe pályá mentén hosszúságában: a Merkurnál $0,0005$, a Vénusznál és Földnél $0,003$, a Marsnál $0,0047$, a külső bolygónál néhány tized ívmásodperc.

A bolygók közül az egyik legerdekesebb problémát a Plútó szolgáltatja. Mint ismeretes, a Plútó pályáját az Uránusz és Neptunusz másként nem magyarázható perturbációiból, azokat egy ismeretlen bolygó hatásának tulajdonítva, P. LOWELL (1915) és W. PICKERING (1928) számította ki. 1930-ban C. W. TOMBAUGH a jelzett hely közelében meg is találta az új bolygót. Mai ismereteink szerint azonban a Plútó tömege oly kicsi, hogy ez nem okozhatja az Uránusz és Neptunusz jelzett perturbációit. Így felfedezése inkább a szisztematikus kutatásoknak köszönhető, semmint a számítások pontosságának. (Hogy miért volt mégis a jelzett hely közelében, arra nem nagyon tudunk válaszolni. Lehet, hogy a Plútóhoz hasonló kisméretű bolygó azon a vidéken több is van, és ezek közül épp a Plútót fedezték fel, elmulasztva ezzel esetleg egy nagyobb bolygó megtalálását?)

A Plútó pályája a nagybolygókéhoz viszonyítva igen szokatlan. A pálya excentricitása igen nagy ($e=0,25$), és a perihéliuma $0,2$ CSE-gel a Neptunusz pályáján belülre esik (2.35. ábra). A két bolygó pályája így az ekliptika síkjára vetítve metszi egymást, de a valóságban is majdnem kereszteződnek. Így arra lehetne gondolni, hogy a két bolygó egymáshoz igen közel kerülhet (talán össze is ütközhet?) a Plútó-pálya perihéliuma környékén. Ennek a kérdésnek az eldöntésére C. J. COHEN és E. C. HUBBARD (1965) először 120 000 évre, majd COHEN és munkatársai (1972) egymillió éves időtartamra numerikusan integrálták a Plútó mozgásegyenleteit. Így azt az igen érdekes eredményt kapták, hogy a Plútó és a Neptunusz nem kerülhet egymáshoz közel a Plútó perihéliuma környékén. Együttállásaik, amikor is a két bolygó közelítőleg a legjobban megközelíti egymást, kizárólag a Plútó aphéliuma környékén jöhetnek létre. Ennek oka az, hogy a Neptunusz és a Plútó rezonanciában van egymással ($n_N=21,5/\text{nap}$, $n_P=14,2/\text{nap}$, így jó közelítéssel $n_N/n_P=3/2$), és a rezonancia perturbációk úgy szabályozták be a Plútó mozgását, hogy a két bolygó minél messzebb kerülje el egymást.



2.35. ábra. A Neptunusz és Plútó pályája

Rezonancia esetén a perturbációs függvény sorfejtésében azok a tagok dominálnak, amelyek az úgynevezett kritikus argumentumtól és annak többszöröseitől függenek. A Neptunusz—Plútó rendszer esetén a Plútóhoz tartozó kritikus argumentum

$$\Theta = 3\lambda_P - 2\lambda_N - \tilde{\omega}_P,$$

ahol λ a közepes pálya menti hosszúságokat, $\tilde{\omega}$ a perihéliumhosszúságot jelenti. A kritikus argumentum az együttállások ($\lambda_P = \lambda_N$) helyét adja meg az egyik pályához (jelen esetben a Plútó perihéliumához) viszonyítva. Mivel a két égitest közelítőleg együttállásban van egymáshoz legközelebb, tehát a perturbációk is ekkor a legnagyobbak, azért a kritikus argumentum egyúttal a maximális perturbáció helyét is jellemzi. COHEN és munkatársai eredményei szerint a Plútó esetében Θ értéke 180° körül 76° -os amplitúdóval 19 670 éves periódussal librál (oszcillál), igen stabilan az egész vizsgált 1 millió éves időtartam alatt. Így a Plútó és Neptunusz együttállásai a Plútó aphéliuma környékén egy $\pm 76^\circ$ szélességű tartományon belül következnek be, és a két égitest 18 CSE-nél jobban sosem közelíti meg egymást.

Kérdés azonban, hogy a Plútó perihéliumának szekuláris mozgása hogyan befolyásolja a fenti eredményeket? Mint korábban volt róla szó, a nagybolygók perihéliuma direkt, felszálló csomója retrográd irányban körfordul, igen hosszú, 50 000...2 000 000 év periódussal. Ugyanez érvényes a Plútó felszálló csomójára is. A Plútó perihéliummozgásának meghatározására J. G. WILLIAMS és G. S. BENSON (1971) 4,5 millió éves időtartamra integrálták a Plútó mozgásegyenleteit úgy, hogy a Jupiter, Szaturnusz, Uránusz és Neptunusz perturbációi közül csak a szekuláris perturbációkat vették figyelembe. Így azt az eredményt kapták, hogy a Plútó-pálya perihéliuma a többi bolygó perihéliumával ellentétben nem fordul körbe, hanem librációs mozgást végez. A Plútó perihéliuma átlagosan 90° -ra esik a Plútó és a Neptunusz pályasíkjának metszésvonalától, és a perihélium helyzete ezen irány körül 24° -os amplitúdóval, körülbelül 4 millió éves periódussal ingadozik. Ezt az eredményt H. KINOSHITA (1984) vizsgálatai is megerősítik. KINOSHITA az öt külső bolygó mozgásegyenleteit 5 millió éves időtartamra integrálta, 40 napos lépésközzel (A bolygók mozgására ez a leghosszabb időtartamot átfogó numerikus integrálás, a becslült pontosság 5 millió év után a közepes pálya menti hosszúságokban $0,8\%$.) Eredményül a perihélium librációs amplitúdójára 23° , periódusára 4,1 millió év adódott.

A perihéliumlibráció jelensége is hozzájárul a Plútó mozgásának stabilitásához. A Plútó-pálya aphéliuma ugyanis nem kerülhet a Neptunusz pályasíkjába, így a két bolygó együttállásakor a 14° -os kölcsönös pályahajlás miatt a Plútó a Neptunusz pályasíkjától távol helyezkedik el.

2.5.2. A Hold mozgása

A Hold mozgásának pontos meghatározása az égi mechanika egyik legnehezebb problémája. Ennek egyik oka az, hogy a Hold Föld körüli mozgásában a Nap — amely ennél a problémánál a fő perturbáló égitest — igen nagy perturbációkat okoz. Ezek a perturbációk egy nagyságrenddel nagyobbak, mint a bolygók esetében előforduló perturbációk, meghatározásuk így számos nehézséggel jár. A másik ok az, hogy a Hold igen „szem előtt” van. Közelsége miatt mozgását igen pontosan lehet megfigyelni, így természetesen a mozgását leíró elméletektől is nagyobb pontosságot várunk, mint egyéb esetekben.

A Hold Föld körüli mozgását többféle perturbáló hatás befolyásolja. Mint említettük, a legnagyobb perturbációk a Naptól származnak. A Napon kívül a bolygók

is perturbálják a Hold mozgását. Megkülönböztethető a bolygók közvetlen és közvetett hatása. Egyrészt a bolygók közvetlen gravitációs vonzásuk révén befolyásolják a Hold mozgását, másfelől a bolygók perturbáló hatására változik a Föld pályája, és ez perturbációként jelentkezik a Hold Föld körüli mozgásában is. A Hold viszonylagos közelsége miatt figyelembe kell venni azt is, hogy a Föld tömegeloszlása nem gömbszimmetrikus, vagyis a Föld nem tekinthető tömegpontnak.

A különféle eredetű perturbációk nagyságáról ad tájékoztatást a következő táblázat (W. J. ECKERT, 1965), mely a Hold-pálya perigeumának és felszálló csomójának szekuláris változásait adja meg (100 év alatt):

	Perturbáció eredete	$\Delta\omega$	$\Delta\Omega$
1.	Fő szoláris perturbáció	+ 14 642 722,8	- 6 967 206,9
2.	Korrekciók 1.-hez	- 71.3	+ 20.3
3.	Bolygók közvetlenül	+ 269.0	- 142.0
4.	Bolygók közvetve	- 16.1	+ 5.0
5.	Föld alakjától	+ 633.1	- 592.1
6.	Relativisztikus korrekció	+ 0.06	
	Összesen	+ 14 643 537,6	- 6 967 915,7

Megjegyezzük, hogy a fő szoláris perturbációkat azzal a feltevessel határozzák meg, hogy a Nap—Föld—Hold hármas rendszerben a Nap a Föld—Hold rendszer tömegközéppontjára nézve pontos *Kepler*-féle mozgást végez. Ez a feltevés igen jó közelítéssel teljesül, az ettől való eltérés miatti perturbációkat adja meg a táblázat 2. sora.

A Hold perturbálatlan pályája (mely akkor jönne létre, ha a Hold mozgását csak a Föld befolyásolná, és mindkettő tömegpont lenne) egy olyan ellipszis, amelynek pályaelemei: $a=384\,401$ km, $e=0,054\,90$, $i=5^\circ 9'$ (epocha 1850,0). A keringési idő ezen ellipszis mentén 27,321 661 nap (sziderikus hónap). A Nap perturbáló hatása elsősorban abban nyilvánul meg, hogy a Hold-pálya perigeuma 8,850 339 év alatt direkt irányban körfelfordul. Erre a mozgásra periodikus perturbációk rakódnak, ezek közül a legnagyobb amplitúdója $8^\circ 41'$. Eközben az excentricitás kis ingadozásokat végez az adott középérték körül. A Hold-pálya felszálló csomója retrográd irányban fordul el, egy fordulatot 18,599 49 év alatt téve meg. Erre a mozgásra is periodikus változások rakódnak, közülük a legnagyobb amplitúdója $1^\circ 26'$. A pályahajlás eközben $4^\circ 57'$ és $5^\circ 20'$ között váltakozik.

A fontosabb periodikus perturbációknak külön nevük van. A Hold valódi ekliptikai hosszúságában levő fő perturbációk:

$$\begin{aligned}
 w = & \lambda + 377' \sin M + 13' \sin 2M + \dots + \\
 & + 76' \sin (2\lambda - 2\lambda_1 - M) + \dots + \\
 & + 39' \sin 2(\lambda - \lambda_1) - \dots - 11' \sin M_1 - \dots - \\
 & - 2' \sin (\lambda - \lambda_1) + \dots
 \end{aligned}$$

ahol λ és M , illetve λ_1 és M_1 a Hold, illetve a Nap közepes hosszúságát és közép-anomáliáját jelenti.

Az M , $2M$, ... argumentumú tagok az *elliptikus tagok*. Ezek összessége alkotja a középponti egyenlítést, melynek fő részét még HIPPARKHOSZ (i. e. kb. 190—125) fedezte fel.

A $2(\lambda - \lambda_1) - M$ argumentumú tag az *evekció*. Ennek periódusa 31,8 nap. Az evekciót PTOLEMAIOSZ (i. sz. 2. sz.) fedezte fel.

A $2(\lambda - \lambda_1)$ argumentumú perturbáció a *variáció*, periódusa fél szinódikus hónap, azaz 14,76 nap. 1580 körül TYCHO BRAHE fedezte fel. Érdekes, hogy bár ennek amplitúdója elég nagy, 39', mégsem lehet rá azt mondani, hogy „már a régi görögök is” ismerték. Ennek oka az, hogy ez a perturbáció újholdkor és holdtöltekor nulla, így nincs hatással a hold- és napfogyatkozások időpontjára, amelynek változásaiból következtek a régi idők csillagászai a Hold perturbációira. Variáción jelenleg a $2(\lambda - \lambda_1)$, $4(\lambda - \lambda_1)$, ... argumentumú tagokat értik.

Az M_1 argumentumú tag az *évi egyenletlenség*, periódusa egy év, a Föld-pálya elliptikussága okozza fellépését. Szintén TYCHO BRAHE fedezte fel.

A $\lambda - \lambda_1$, $3(\lambda - \lambda_1)$, ... argumentumú tagok alkotják a *parallaktikus egyenletlenséget*. Elnevezésük oka, hogy amplitúdójuk a fél nagytengelyek hányadosával (a/a_1) arányos.

A Hold mozgásának fő perturbációit először I. NEWTON vezette le (1686) az általa felállított gravitációs törvény alapján. A Hold mozgásának vizsgálata a gravitációs törvény helyességének ellenőrzésére szolgált.

A Hold mozgásának pontos meghatározása gyakorlati szempontból is igen fontos volt, ugyanis a tengeri hajózásban a földrajzi hosszúság meghatározása a Hold megfigyelésén alapult. A XVIII. századtól kezdve a különböző hajózó országok akadémiái és admirálisai komoly pályadíjakat tűztek ki egy pontos elmélet megalkotására. A Hold mozgására olyan kiváló matematikusok dolgoztak ki elméleteket, mint J. R. D'ALEMBERT (1754), L. EULER (1753, 1772), P. S. LAPLACE (1787), S. D. POISSON (1835).

Az első kiemelkedő pontosságú Hold-elmélet létrehozása C. E. DELAUNAY nevéhez fűződik. 1860—1867 között jelent meg két évtizedes munkával — kanonikus egyenletek alkalmazásával — kifejlesztett elmélete, mely tiszta analitikus formában megadta a Naptól származó összes perturbációt az excentricitások és a pályahajlás hatodik hatványának megfelelő pontossággal. DELAUNAY elmélete alapján a Hold mozgására R. RADAU készített pontos táblázatokat (1911). 1915—1925 között a francia csillagászati évkönyvben ennek alapján közölték a Hold efemeriszzeit.

Ugyancsak nagy pontosságú elméletet és annak alapján táblázatokat sikerült P. A. HANSENNAK kidolgoznia. Az 1857-ben megjelent *Hansen-féle* táblázatok alapján először sikerült a Hold mozgását a megfigyelésekkel összhangban leírni. Az 1750—1850 közötti megfigyelésekkel a számított efemeriszek igen jól megegyeztek. Úgy tűnt, ezzel sikerült megoldani a Hold mozgásának problémáját, és a csillagászati évkönyvekben a *Hansen-féle* táblázatokat kezdték használni.

Később azonban a megfigyelések és a *Hansen-féle* táblázatok között eltérések mutatkoztak. 1890-re λ -ban az eltérés 18"-re nőtt, sőt az 1750 előtti megfigyelésektől az eltérés még nagyobb volt, 1625-ben pl. 50". S. NEWCOMB (1880) végezte el a *Hansen-elmélet* felülvizsgálatát. Néhány kisebb számítási hiba korrigálása után azonban csak úgy sikerült a megfigyelésekkel összhangba hozni az elméletet, hogy egy empirikus korrekciót alkalmazott. Ezzel a módosítással a *Hansen-féle* táblázatokat egészen 1923-ig alkalmazták a csillagászati évkönyvekben. Érdemes megemlíteni, hogy a *Radau-féle* táblázatokban is hasonló empirikus korrekciót voltak kénytelenek alkalmazni.

A Hold harmadik, nagy pontosságú elmélete G. W. HILL és E. W. BROWN munkásságának az eredménye. Az elmélet alapjait az 1870-es években HILL rakta le, a részletes kidolgozás BROWN érdeme. Az 1894—1908 között általa kifejlesztett elmélet alapján készültek a híres *Brown-táblázatok* (1919), melyeket 1923-tól 1960-ig használtak a csillagászati évkönyvekben.

A megfigyelésekkel való egyezés eléréséhez azonban a *Hill—Brown*-féle elméletben is szükség volt egy empirikus periodikus tag bevezetésére. A különböző elméletekben szükségessé vált empirikus korrekciók oka később tisztázódott. Kiderült, hogy ez a *világidő*nek, mint független változó használatának a következménye. A világidő ugyanis a Föld tengelyforgásán alapul, és ez (pl. belső tömegátrendeződések következtében) nem tökéletesen egyenletes. A Föld forgásának rendellenességei tükröződtek a Hold (és a belső bolygók) mozgásában. Ez a felfedezés tette szükségessé a világidő helyett az *efemerisz időre* való áttérést. (Az efemerisz idő az a független változó, amely a bolygók mozgását a gravitációs elmélet alapján leíró egyenletekben szerepel.) A *Hill—Brown*-elméletből az empirikus tagot eltávolítva (W. J. ECKERT és munkatársai, 1954), továbbá egy a világidőről az efemerisz időre való áttérést kifejező korrekciót alkalmazva kiderült, hogy az elmélet a Hold mozgását a megfigyelésekkel összhangban írja le. Az elmélet pontossága egészen a közelmúltig kielégítő volt, a modern megfigyelések (lézeres távolságmérések) azonban már pontosabb elméleteket igényelnek.

A *Brown*-féle táblázatok a Hold koordinátáit négyváltozós *Fourier*-sor formájában adják meg:

$$w = \bar{\lambda} + \sum_k w_k \sin \psi_k,$$

$$\beta = \sum_k \beta_k \sin \psi_k,$$

$$\sin p_H = \sum_k c_k \cos \psi_k,$$

ahol $\bar{\lambda}$ a Hold közepes pálya menti hosszúsága a periodikus perturbációk nélkül, w , β , p_H rendre a Hold ekliptikai valódi hosszúsága, szélessége és parallaxisa, w_k , β_k , c_k a táblázatokban megadott számegyütthatók, és

$$\psi_k = k_1 D + k_2 l + k_3 l_1 + k_4 F.$$

Itt k_1, k_2, k_3, k_4 egész számok, D, l, l_1, F pedig a *Delaunay*-féle alapargumentumok. Az egyes változók jelentése és numerikus értéke:

$$\bar{\lambda} = 17\ 325\ 594,060\ 85\ t + 270^\circ 26' 11,71,$$

$$D = \bar{\lambda} - \lambda_1 = 16\ 029\ 616,645\ 69\ t + 350^\circ 44' 23,67,$$

$$l = \bar{\lambda} - \bar{\omega} = 17\ 179\ 167,085\ 94\ t + 296^\circ 6' 25,31,$$

$$l_1 = \lambda_1 - \bar{\omega}_1 = 1\ 295\ 977,415\ 16\ t + 358^\circ 28' 33,00,$$

$$F = \bar{\lambda} - \bar{\Omega} = 17\ 395\ 266,093\ 19\ t + 11^\circ 15' 11,92,$$

ahol $\bar{\omega}$ és $\bar{\Omega}$ a Hold perigeumának és felszálló csomójának a periodikus perturbációk nélküli hosszúságai, az l indexek a látszólagos Nap-pályára vonatkozó adatokat jelölnek, végül t az 1900,0-tól Julián években eltelt időt jelenti.

Az egyes változóknak különböző periódusok felelnek meg.

$\bar{\lambda}$ periódusa a *sziderikus hónap*:

$$27^d 321\ 661\ 4 + 0^d 000\ 000\ 2\ t_c.$$

Ennyi idő alatt tesz meg a Hold középpontja egy fordulatot pályája mentén a csillagokhoz viszonyítva (t_c az 1900,0-tól Julián Évszázadban eltelt idő).

D periódusa a *szinodikus hónap*:

$$29^{\text{d}}530\ 588\ 7 + 0^{\text{d}}000\ 000\ 2\ t_c.$$

Ennyi idő telik el a Hold két egymást követő azonos fázisa között.

l periódusa az *anomalisztikus hónap*:

$$27^{\text{d}}554\ 550\ 9 - 0^{\text{d}}000\ 001\ 1\ t_c.$$

Ennyi idő telik el a Hold két perigeumátmenete között.

F periódusa a *drakonikus hónap*:

$$27^{\text{d}}212\ 220\ 4 + 0^{\text{d}}000\ 000\ 4\ t_c.$$

Ennyi idő szükséges ahhoz, hogy a Hold a felszálló csomótól ismét a felszálló csomóba jusson.

A *Brown*-féle táblázatok a w_k és β_k együtthatókat $0^{\text{d}}001$ -es, a c_k együtthatókat $0^{\text{d}}0001$ -es pontossággal tartalmazzák.

A *Brown*-féle táblázatokat hosszú időn keresztül (1923—1960) használták a Hold efemeriszének kiszámítására. A megfigyelések pontosabbá válásával és a Föld egyenetlen tengelyforgásának a felfedezésével azonban szükségessé vált BROWN számításainak pontosítása. Ezt a munkát ECKERT és munkatársai (1954) végezték el az „Improved Lunar Ephemeris 1952—1959” c. munkájukban (ILE 1). Ekkor vezették be a világidő helyett az efemerisz időt. Ez λ -ban a *Brown*-féle empirikus tag eliminálásával egyidejűleg egy

$$\Delta\lambda = -8^{\text{m}}72 - 26^{\text{s}}75\ t_c - 11^{\text{s}}22\ t_c^2$$

korrekciót tett szükségessé. E korrekció miatt a *D*, *l*, *F* argumentumok értékét is módosítani kellett. Újra kiszámították a w_k , β_k , c_k együtthatókat és ezekben néhány század, illetve ezred ívmásodperces korrekciókat hajtottak végre. Az efemeriszek pontosságának növelése érdekében megállapodtak abban, hogy a csillagászati évkönyvekben 1960-tól nem az így pontosabbá tett *Brown*-táblázatokból, hanem közvetlenül az elmélet sorfejtései alapján számítják a Hold koordinátáit. Ezzel elérték, hogy az efemeriszek pontossága rektaszncenzióban $0^{\text{d}}001$, deklinációban $0^{\text{d}}01$ lett.

ECKERT és munkatársai 1966-ban publikálták az ILE 2-t, amely újabb javításokat tartalmazott. Az akkoriban új 1964-es IAU-konstansokkal újraszámították az egész elméletet, és $0^{\text{d}}0001$, illetve $0^{\text{d}}000\ 01$ nagyságrendű korrekciókat számítottak a w , β , $\sin p_H$ koordinátákra. 1972-től az ILE 2 alapján számították az évkönyvekben az efemeriszeket.

A legújabb vizsgálatok szerint azonban a *Brown*-elmélet a különféle javítások ellenére sem éri el a modern észlelések megkövetelte pontosságot. Ennek fő oka az, hogy a planetáris perturbációkat BROWN óta senki sem számította újra. Ezért igen fontos feladat új, pontosabb elméletek és efemeriszek kidolgozása. Az előző fejezetben már említettük a JPL LE 200-at, melyet 1984-től alkalmaznak a „The Astronomical Almanac” c. évkönyvben. Emellett több elmélet kidolgozása is folyamatban van. Az utóbbi években a Hold mozgásának fő problémájára, a szoláris perturbációk meghatározására több megoldás született (A. DEPRIT és munkatársai, 1971, J. HENRARD, 1979, M. CHAPRONT-TOUZÉ, 1980, D. S. SCHMIDT, 1980, M. C. GUTZWILLER és D. S. SCHMIDT, 1986). Ezek belső pontossága néhányszor $0^{\text{d}}000\ 01$. Ez a pontosság természetesen a számítógépek használatának köszönhető. Jelenleg a Hold mozgásával kapcsolatban a fő probléma a nem szoláris eredetű perturbációk hasonló pontosságú meghatározása.

A bolygók közvetlen perturbációi közül D. STANDAERT (1982) meghatározta a Vénusz és a Mars összes elsőrendű, és bizonyos másodrendű perturbációit. J. CHAPRONT és M. CHAPRONT-TOUZÉ (1982) az összes bolygótól származó elsőrendű közvetlen és közvetett perturbációt meghatározta. A néhányszor $0,000\ 01$ -es pontosság eléréséhez azonban a másodrendű perturbációkat is meg kell határozni. Ez igen nehéz feladat, mert másodrendben a perturbációkat megadó sorok már rendkívül sok tagot tartalmaznak.

A Föld inhomogén tömegeloszlásától származó perturbációkat J. HENRARD (1980) vizsgálta. A Föld gravitációs terét jellemző szférikus harmonikus együtthatók közül (lásd a 2.5.5. fejezetet) meghatározta a J_2, J_3, J_4 zonális együtthatók hatását (a J_4 -től származó perturbációk nagysága $\approx 0,000\ 01$), és még a J_2^2 -tel arányos perturbációkat is. A többi szférikus harmonikus együttható hatása a fenti pontosság mellett elhanyagolható. HENRARD vizsgálta a Hold alakjának a pálya menti mozgásra való hatását is. A Hold tömegeloszlás-inhomogenitásai $0,000\ 24$ nagyságú perturbációt is okoznak. A relativisztikus effektusokat a Hold mozgásában V. A. BRUMBERG (1972) vizsgálta. Számításai szerint a pálya menti hosszúságban a legnagyobb relativisztikus perturbáció $-0,000\ 55 \sin 2D$.

2.5.3. A bolygók holdjainak mozgása

Az előző két fejezetben részletesen ismertettük a bolygók és a Hold mozgására vonatkozó fő elméleteket. Ugyanezt a többi hold esetében nem célszerű megtenni, a holdak nagy száma (több tucat) miatt. Összefoglalóan annyit lehet elmondani, hogy ezekre is megvannak az eddig jól bevált klasszikus elméletek [például a Mars holdjai esetében H. STRUVE (1895), a Jupiter-holdakra W. DE SITTER (1919), a Szaturnusz holdjaira G. STRUVE (1924) elméletei], azonban a jelenlegi pontosságigények, valamint az 1980-as évek elején felfedezett új holdak újabb elméletek kidolgozását teszik szükségessé. Jelenleg ezen a területen igen intenzív kutatómunka folyik.

A holdak mozgása igen sokféle perturbációs számítási problémát szolgáltat. A fő perturbációk általában a Naptól, a középponti bolygó lapultságától, és a holdak egymásra gyakorolt hatásától származnak. Ezek közül itt a holdak kölcsönös perturbációi során fellépő rezonanciákról beszélünk részletesebben.

Két égitest pálya menti mozgását akkor nevezik *rezonánsnak*, ha középmozgásuk (és így keringési idejük) aránya igen jó közelítéssel kis egész számok hányadosaként írható fel:

$$\frac{n}{n'} = \frac{p+q}{p},$$

ahol p és q relatív prím egész számok. Rezonancia esetén a perturbációs függvény sorfejtésében a

$$\Theta = (p+q)\lambda' - p\lambda - q\bar{\omega}$$

kritikus argumentumtól és annak többszöröseitől függő tagok dominálnak (λ, λ' a közepes pálya menti hosszúságokat jelentik). Ezek a tagok alkotják a perturbációs függvény rezonáns részét. Mivel Θ a két égitest együttállásainak ($\lambda = \lambda'$) helyét adja meg, azért a perturbációs függvény rezonáns része a legnagyobb perturbációkról ad számot. A rezonancia perturbációk így első közelítésben úgy határozhatók meg, hogy a pályaelemek változásaira felírt *Lagrange*-egyenleteket a perturbációs függvény rezonáns részével oldják meg.

Az egyik legérdekesebb rezonancia a Jupiter három holdja, az *Io*, *Europa* és *Ganymede* esetében található. A holdak középmozgása rendre $n_I = 203,4^\circ/\text{nap}$, $n_E = 101,3^\circ/\text{nap}$, $n_G = 50,2^\circ/\text{nap}$. Így jó közelítéssel

$$\frac{n_I}{n_E} = \frac{2}{1}, \quad \frac{n_E}{n_G} = \frac{2}{1}.$$

Ezek következtében igen pontosan teljesül még a *Laplace*-összefüggés is:

$$n_I - 3n_E + 2n_G = 0.$$

A három hold tehát többszörösen is rezonanciában van egymással. Ez mozgásukban igen szigorú kötöttségeket eredményez.

A többszörös rezonancia miatt több kritikus argumentum jellemzi a mozgást. Ezek a következők:

$$\Theta_1 = \lambda_I - 3\lambda_E + 2\lambda_G,$$

$$\Theta_2 = 2\lambda_E - \lambda_I - \tilde{\omega}_I,$$

$$\Theta_3 = 2\lambda_E - \lambda_I - \tilde{\omega}_E,$$

$$\Theta_4 = 2\lambda_G - \lambda_E - \tilde{\omega}_E.$$

Kimutatható, hogy a Θ_i változók adott középérték körül kis amplitúdójú ingadozást (librációt) végeznek, a holdak keringési idejéhez képest igen hosszú periódussal. Ezeket az adatokat mutatja a következő táblázat:

Argumentum	Középérték [°]	Amplitúdó [°]	Periódus [nap]
Θ_1	180	0,03	2000
Θ_2	0	1	450
Θ_3	180	3	450
Θ_4	0	4	450

Ezekből az adatokból könnyen kikövetkeztethető a holdak együttállásainak helye. Az *Europa* és a *Ganymede* együttállásakor ($\lambda_E = \lambda_G$) $\Theta_1 = \lambda_I - \lambda_E \approx 180^\circ$ lesz, így az *Io* hozzájuk képest 180° -kal eltolódott helyzetben található (2.36a ábra). $\Theta_4 = \lambda_E - \tilde{\omega}_E \approx 0^\circ$ -ból következik, hogy ekkor az *Europa perijoviumban*, azaz pályájának a Jupiterhez legközelebb eső pontjában helyezkedik el ($\pm 3^\circ$ -os eltéréssel). Az *Io* és az *Europa* együttállásakor ($\lambda_I = \lambda_E$) viszont $\Theta_1 = 2(\lambda_G - \lambda_E) \approx 180^\circ$, $\Theta_2 = \lambda_I - \tilde{\omega}_I \approx 0^\circ$, $\Theta_3 = \lambda_E - \tilde{\omega}_E \approx 180^\circ$, így egyrészt a *Ganymede* az *Io*-tól és az *Europától* 90° -ra eltérő helyzeteket foglal el, másfelől az *Io perijoviumban*, az *Europa Jupiter-távolban* van (2.36b ábra). Könnyen belátható, hogy az *Io* és a *Ganymede* együttállásakor a három hold a 2.36c ábrán látható helyzeteket foglalhatja el. A három hold mozgása tehát olyan, hogy egyszerre hárman sosem lehetnek együttállásban (nem sorakozhatnak fel a Jupiter ugyanazon oldalán), másfelől a kettős együttállásokkor egymástól a lehető legtávolabb helyezkednek el.

A Szaturnusz holdjai között is több rezonáns pár található. A *Mimas—Tethys* ($n_M = 15,9^\circ/\text{óra}$, $n_{Te} = 7,9^\circ/\text{óra}$) pár esetén jó közelítéssel $n_M/n_{Te} = 2/1$, az *Enceladus—Dione* ($n_E = 10,9^\circ/\text{óra}$, $n_D = 5,5^\circ/\text{óra}$) párnál $n_E/n_D = 2/1$, és végül a *Titan—Hyperion* ($n_{Ti} = 0,94^\circ/\text{óra}$, $n_H = 0,70^\circ/\text{óra}$) párnál $n_{Ti}/n_H = 4/3$. A Θ rezonanciaváltozókat, változásaik jellemzőivel együtt a következő táblázat mutatja:

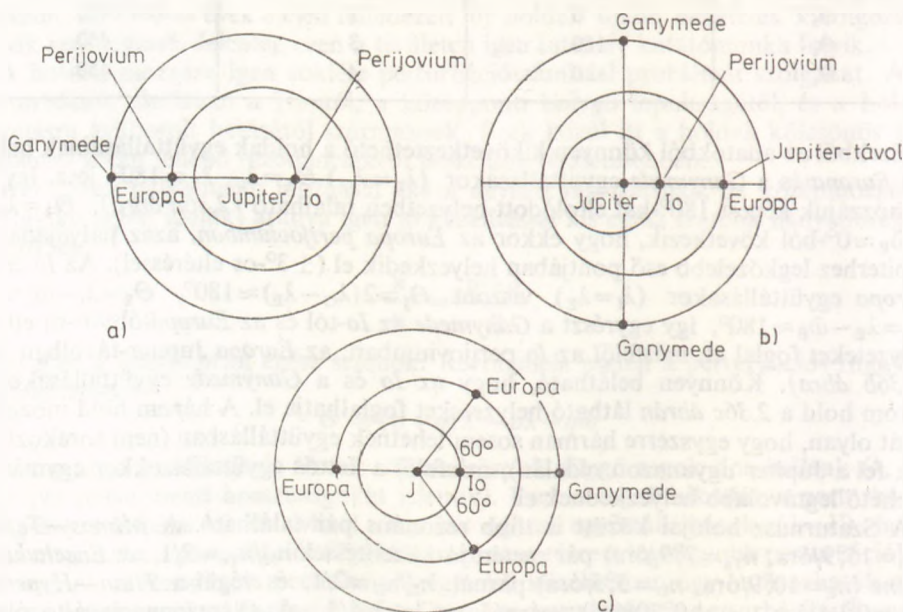
Rezonanciaváltozó	Középtérték [°]	Amplitúdó [°]	Periódus [év]
Mimas—Tethys $\Theta = 4\lambda_{T_e} - 2\lambda_M - \Omega_M - \Omega_{T_e}$	0	48,5	70,8
Enceladus—Dione $\Theta = 2\lambda_D - \lambda_E - \tilde{\omega}_E$	0	1	12
Titan—Hyperion $\Theta = 4\lambda_H - 3\lambda_{T_i} - \tilde{\omega}_H$	180	36	1,8

ahol Ω_M és Ω_{T_e} a *Mimas*, illetve *Tethys* felszálló csomó hossza a Szaturnusz egyenlítőjére vonatkoztatva.

A *Mimas* és *Tethys* együttállásai ($\lambda_M = \lambda_{T_e}$) a két csomópont közti felezőpont körül jönnek létre. E rezonancia kialakításában a holdak nagy pályahajlásának és a Szaturnusz lapultsága miatti gyors pályasík-elfordulásnak van jelentős szerepe. A két hold együttállásai a pályák olyan szakaszán következnek be, ahol a két pálya egymástól a legmesszebb van.

Az *Enceladus* és *Dione* együttállásakor ($\lambda_E = \lambda_D$) $\Theta = \lambda_E - \tilde{\omega}_E \approx 0^\circ$, így az *Enceladus* épp periszaturniumban van. A *Titan—Hyperion* együttállásai $\Theta = \lambda_H - \tilde{\omega}_H \approx 180^\circ \pm \pm 36^\circ$ miatt a *Hyperion* pályájának a Szaturnusztól legtávolabb eső részénél következnek be. Figyelembe véve, hogy a Titan pályája kör alakú, ez ismét azt mutatja, hogy rezonancia esetén a két égitest egymástól a lehető legtávolabbi helyzetek felvételére törekszik.

A Szaturnusz többi rezonáns holdját a 2.3.6. és 2.3.8. fejezetben már említettük.



2.36. ábra. Jupiter-holdak együttállásai

2.5.4. A kisbolygók mozgása

Jelenleg több mint 3500 kisbolygót katalogizáltak már. Ezek efemeriszzeit és pályaelemeit külön kiadványokban teszik közzé.

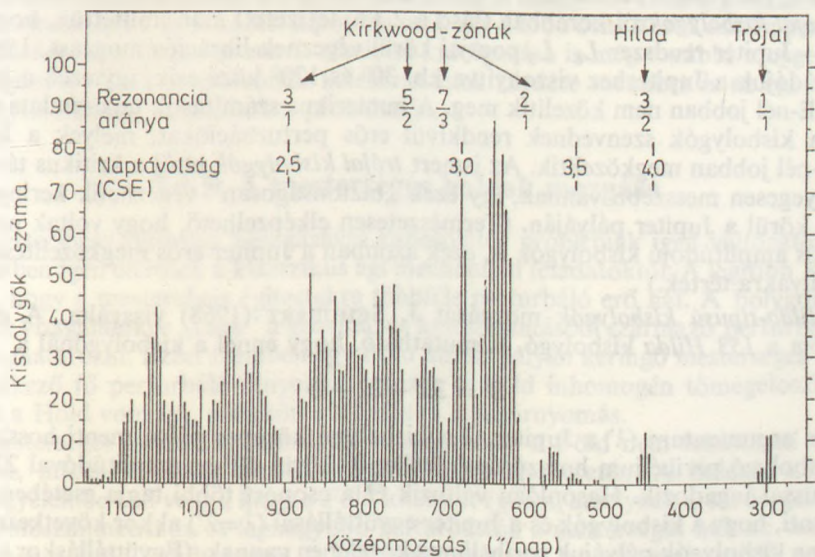
A kisbolygók döntő többsége (97%) olyan pályán kering, melynek fél nagytengelye az $a=2,06...3,64$ CSE intervallumba esik. Az ezeknek megfelelő napi középmozgásértékek $n=1200''...510''$. A kisbolygópályák többségének excentricitása $e=0,02...0,42$ között van, az átlagérték $e=0,15$. A pályahajlásértékek $i=0^{\circ}5...30^{\circ}$, az átlag 10° .

A kisbolygók tehát átlagosan nagy excentricitású, nagy pályahajlású pályákon mozgó égitestek, melyek perturbált mozgásának meghatározására így az e és i kicsinységén alapuló módszerek nem alkalmazhatók. Ehhez a nehézséghez hozzájárul még az is, hogy a kisbolygók mozgását perturbáló fő égitest a Jupiter ($a'=5,2$ CSE), és így az a/a' hányados elég nagy lévén, az ennek hatványai szerinti sorfejtések lassan konvergálnak. Mindezek következtében a kisbolygók mozgásának meghatározására új eljárásokat kellett kidolgozni.

A kisbolygók perturbációinak vizsgálatára az egyik legsikeresebb módszert a múlt század közepén P. A. HANSEN találta. Ez tetszőleges excentricitású és pályahajlású pályákra alkalmazható, és segítségével több kisbolygóra (pl. a *Vestara*) néhány ívperc pontosságú elméletet sikerült kidolgozni. A klasszikus módszerekkel kapható pontosságnál ma már természetesen sokkal pontosabb eredmények érhetők el a kisbolygók mozgásegyenleteinek numerikus integrálásával. A kisbolygók efemeriszzeit jelenleg numerikus integrálással határozzák meg.

Égi mechanikai szempontból talán legérdekesebbek a rezonáns kisbolygók. Ezeknél az n/n' arány (n a kisbolygó, n' a Jupiter középmozgása) jó közelítéssel kis egész számok hányadosaként írható fel. A 2.37. ábra az ismert kisbolygók középmozgás szerinti eloszlását mutatja. Ezen a következő jellegzetességek figyelhetők meg.

A kisbolygóövezet középponti részében ($n > 510''/\text{nap}$) minimumok találhatók az $n/n' = 2/1, 3/1, 5/2, 7/3$ rezonanciájú helyeken. Ezeket felfedezőjükről *Kirkwood-féle*



2.37. ábra. A kisbolygók középmozgás szerinti eloszlása

zónáknak nevezik (1867). Az eloszlás maximumai $n > 510''/\text{nap}$ esetén nincsenek kapcsolatban rezonanciákkal.

A kisbolygóövezet centrális részén kívül ($n < 510''/\text{nap}$) két kisbolygó csoportosulás figyelhető meg az $n/n' = 3/2$ és $1/1$ rezonanciáknál. Előbbi a *Hilda-csoport* ($n \approx 450''/\text{nap}$), utóbbi a *trójai kisbolygók* csoportja ($n \approx 300''/\text{nap}$), mindkettőnek 30-nál több tagja ismeretes.

A *Hilda-csoport* és a *trójai kisbolygók* közti tartományban mindössze 1 kisbolygó található, a 279 *Thule*, amely $4/3$ arányú rezonanciában van a Jupiterrel. A *Hilda-csoport* és a kisbolygóövezet középponti részének szele között is csak néhány kisbolygót figyeltek meg, ezek a 721 *Tabora*, 522 *Helga*, 1144 *Oda*, rendre a $7/4$, $12/7$, $13/8$ rezonanciáknál.

A kisbolygók középmozgás szerinti eloszlásában tehát bizonyos rezonanciáknál minimumok, másoknál maximumok vannak. Érdekes felfigyelni arra, hogy a Jupiter pályája közelebb csak kevés kisbolygó van, és ami van, azok is rezonáns pályákon, míg a Jupiter pályájától távol éppen a rezonáns pályák a néptelenebbek.

A rezonáns kisbolygók mozgásának vizsgálata sok problémát vet fel. Ezeknél ugyanis az egyéb esetekben szokásos módszerek — a perturbációs sorfejtésekben fellépő kis nevezők miatt — nem alkalmazhatók. A rezonáns perturbációk analitikus vizsgálatára K. BOHLIN módszere (1888) bizonyult eredményesnek. A rezonáns kisbolygók mozgásának meghatározására sikerrel alkalmazták a periodikus megoldásokat is (például G. A. CSEBOTAREV 1950-ben így dolgozta ki a $3/1$ rezonanciájú *Hestia* kisbolygó mozgásmélettét).

A kisbolygóeloszlás megmagyarázására igen sok számítógépes vizsgálatot végeztek. A Mars és a Jupiter pályája között egyenletes kisbolygóeloszlást feltételezve, a mozgásegyenletek numerikus integrálásával M. LECAR és F. A. FRANKLIN (1974) kimutatta, hogy a Jupiter erős perturbáló hatására a Jupiter-pálya közelében levő pályákról igen rövid idő, mindössze néhány ezer év alatt távolabbi pályákra kerülnek a kisbolygók. A Jupiter környezete tehát hamar elnéptelenedik. A Jupiter közelében csak rezonáns pályákon maradhatnak meg a kisbolygók. Két ilyen rezonáns csoport van, az egyik a *trójai kisbolygók*, a másik a *Hilda-típusú kisbolygók* csoportja.

A *trójai kisbolygókról* korábban (lásd a 2.3.6. fejezetet) már említettük, hogy ezek a Nap—Jupiter rendszer L_4 , L_5 pontjai körül végeznek librációs mozgást. Librációs amplitúdójuk a Jupiterhez viszonyítva kb. 30° és 120° közé esik, így ezek a Jupitert 2,6 CSE-nél jobban nem közelítik meg. A numerikus számítások tapasztalata szerint azok a kisbolygók szenvednek rendkívül erős perturbációkat, melyek a Jupitert 1 CSE-nél jobban megközelítik. Az ismert *trójai kisbolygók* ettől a kritikus távolságtól lényegesen messzebb vannak, így ezek „biztonságosan” végezhetik keringésüket a Nap körül a Jupiter pályáján. (Természetesen elképzelhető, hogy voltak nagyobb librációs amplitúdójú kisbolygók is, ezek azonban a Jupiter erős megközelítése miatt más pályákra tértek.)

A *Hilda-típusú kisbolygók* mozgását J. SCHUBART (1968) vizsgálta. A csoport névadója a 153 *Hilda* kisbolygó. Kimutatható, hogy ennél a kisbolygónál a

$$\Theta = 3\lambda' - 2\lambda - \tilde{\omega}$$

kritikus argumentum (λ' a Jupiter, λ a kisbolygó közepes pálya menti hosszúsága, $\tilde{\omega}$ a kisbolygó perihélium hosszúsága) értéke 0° körül 40° -os amplitúdóval 270 éves periódussal ingadozik. Hasonlóan változik Θ a csoport többi tagja esetében is. Ez azt jelenti, hogy a kisbolygók és a Jupiter együttállásai ($\lambda = \lambda'$) akkor következnek be, amikor a kisbolygók pályájuk perihéliuma közelében vannak. (Együttálláskor ugyanis $\Theta = \lambda - \tilde{\omega} = M = 0^\circ \pm 40^\circ$, M a középanomália.) Figyelembe véve, hogy a *Hilda-*

csoport kisbolygóinak pályái igen elnyúlt ellipszisek ($e=0,1\dots0,2$, i kicsi), és így $a=3,9\dots4$ CSE miatt aphéliumtávolságuk a 4,8 CSE-t is elérheti, a perihélium környéki együttállások a lehető legkedvezőbb esélyt adják a kisbolygóknak, hogy a Jupitert a legmesszebb elkerüljék. A *Hilda-csoport* minden tagja a Jupitertől a kritikus 1 CSE távolságnál messzebb marad.

A Jupiter pályájához közeli pályákról tehát a Jupiter perturbáló hatására a kisbolygók hamar eltávoznak, kivéve azokat, amelyeknek a mozgása a Jupiterrel rezonanciába kerülve úgy szabályozódik be, hogy sikerül a Jupitertől távol maradniuk.

Kérdés azonban, hogy a Jupitertől távol mi okozza a *Kirkwood-zónák* elnéptelenedését? Ezek a zónák nem teljesen üresek, mindegyikben van néhány kisbolygó. Így a 2/1-es zóna neve *Hecuba-zóna*, a 3/1-esé *Hestia-zóna* az itt levő *108 Hecuba*, illetve *46 Hestia* kisbolygó után. C. FROESCHLÉ és H. SCHOLL az 1970-es években több munkájukban is foglalkoztak a *Kirkwood-zónák* kialakulásának kérdésével. Nagyszámú hipotetikus kisbolygó mozgását integrálták a *Kirkwood-zónákban* és annak környékén igen hosszú, 100 000 év nagyságrendű időtartamra. Így azt az eredményt kapták, hogy a Jupiter perturbációi önmagukban nem okozzák a zónák elnéptelenedését. A zónákban levő kisbolygók nagyobb perturbációkat szenvednek, mint a zónákon kívüli nem rezonáns társaik, ám pusztán ennek hatására nem kerülnek ki a zónákból. Van olyan vélemény, amely szerint a *Kirkwood-zónák* kialakításában a gravitációs perturbációkon kívül más hatások, így például a kisbolygók egymás közötti ütközései is szerepet játszhattak. Rezonancia esetén ugyanis a perturbációk erősebbek, a pályaelemek változásai nagyobbak, a kezdeti közel kör alakú pályák elnyúlt ellipszissé torzulhatnak. Az ilyen elnyúlt pályákon keringő kisbolygók mozgásuk során több szomszédos, a kisebb perturbációk miatt közel kör alakú pályán keringő kisbolygó pályáját metszhetik, és a kisbolygók össze is ütközhetnek. Az ütközések következtében azután a zónák elnéptelenednek.

Az elképzelést a megfigyelések oldaláról alátámasztja az a tény, hogy a *Kirkwood-zónákban* jelenleg megfigyelhető kisbolygók excentricitása nagy (pl. a 3/1-es rezonanciájú *887 Alinda* esetén $e=0,52\dots0,63$), míg a környező kisbolygóké általában kicsi. Természetesen az ütközési hipotézis csak egy a több ötlet közül, amit a probléma megoldására felvetettek, és ennek részletes kidolgozása is még további megfontolásokat igényel. A *Kirkwood-zónák* keletkezésének kérdése továbbra is az égi mechanika egyik érdekes, megoldatlan problémája.

2.5.5. A mesterséges holdak mozgása

A mesterséges égitestek mozgásával kapcsolatos problémák igen változatosak, és sok esetben igen eltérőek a klasszikus égi mechanikai feladatoktól. A legfőbb különbség az, hogy a mesterséges égitestekre többféle perturbáló erő hat. A bolygók mozgásának vizsgálatokor „csak” a gravitációs kölcsönhatásból származó perturbációkat kell meghatározni. Ezzel szemben egy Föld körüli pályán keringő mesterséges holdra a következő fő perturbáló tényezők hatnak: a Föld inhomogén tömegeloszlása, a Nap és a Hold vonzása, a légköri súrlódás és a sugárnyomás.

A mesterséges holdak mozgásának vizsgálatokor a Föld nem tekinthető tömegpontnak, miként a bolygómozgások tanulmányozása esetén. A holdak közelsége miatt figyelembe kell venni, hogy a Föld kiterjedt égitest, amelynek a sűrűségeloszlása nem gömbszimmetrikus. A legnagyobb perturbációk a mesterséges holdak mozgásában éppen a Föld lapultságától és tömegeloszlásának inhomogenitásaitól származnak. Ezek a perturbációk legnagyobbak a közeli holdakra. A Földtől távolodva

hatásuk csökken, felerősödnek viszont a luniszoláris perturbációk. Ez utóbbiak meghatározása különösen a nagy magasságban (36 000 km) szinkronpályán keringő távközlési mesterséges holdak esetében fontos. A luniszoláris perturbációk kiszámítása a Hold mozgásának meghatározásához hasonló, de annál egyszerűbb probléma, melyre jelenleg már elegendően jól kidolgozott elméletek állnak rendelkezésre (pl. G. E. O. GIACAGLIA, 1974).

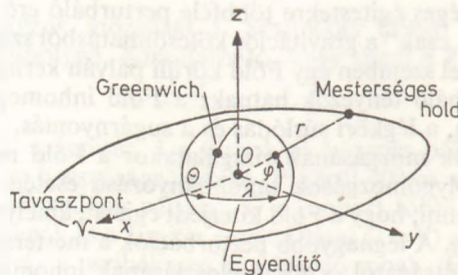
A luniszoláris perturbációk meghatározásánál sokkal nagyobb problémát jelent a légköri súrlódás és a sugárnyomás okozta perturbációk kiszámítása. A légköri súrlódás 150...1000 km között jelentős. Bár ekkora magasságban a légkör sűrűsége már igen kicsi, a holdak nagy sebessége miatt mégis akkora közegellenállási erő lép fel, amely számottevő mértékben befolyásolja a hold mozgását (150 km alatt például mesterséges holdpályát tartósan nem is lehet megvalósítani, mert az itt keringő hold egy-két keringés alatt lefékeződne). A légköri súrlódásból származó perturbációk meghatározása igen nehéz feladat a légkör igen bonyolult szerkezete miatt. A nap-sugárzás sugárnyomásának hatása a kis tömegű és nagy keresztmetszetű holdak esetében lehet jelentős. A sugárnyomás-perturbációk meghatározásában a Föld árnyékoló hatásának figyelembevétele okoz nehézségeket.

Az eddigiekben említett perturbáló hatások mellett a mesterséges holdak mozgásának nagy pontosságú vizsgálatakor több kisebb perturbáló tényezőt is tekintetbe kell venni. Így a precesszió és nutáció hatását, melynek következtében változik a Föld egyenlítői síkjának helyzete (a holdak mozgását erre vonatkoztatják), a Föld gravitációs potenciáljának változását az árapályerők következtében fellépő deformációk miatt, az atmoszféra gravitációs vonzóhatását, és esetleg az elektromosan feltöltődött holdra a földi mágneses tér által kifejtett elektromágneses erőket.

A következőkben a földi mesterséges holdak fő perturbációival, a Föld inhomogén tömegeloszlásából származó pályaelem-változásokkal foglalkozunk.

Legyen $Oxyz$ egy geocentrikus ekvatoriális derékszögű koordináta-rendszer, melynek Oxy síkja az egyenlítő síkja, Oz tengelye a Föld forgástengelye, Ox tengelye a tavaszpont felé mutat (2.38. ábra). Ebben a rendszerben egy mesterséges hold mozgásegyenletei, ha rá csak a Föld gravitációs vonzása hat:

$$\begin{aligned}\ddot{x} &= -\frac{\partial U}{\partial x}, \\ \ddot{y} &= -\frac{\partial U}{\partial y}, \\ \ddot{z} &= -\frac{\partial U}{\partial z},\end{aligned}\tag{2.5.1}$$



2.38. ábra. Mesterséges hold koordinátái

ahol x, y, z a hold derékszögű koordinátái, U a Föld gravitációs potenciálja:

$$U = \frac{f m_F}{r} \left[1 - \sum_{l=2}^{\infty} J_l \left(\frac{r_0}{r} \right)^l P_l(\sin \varphi) + \right. \\ \left. + \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=1}^l \left(\frac{r_0}{r} \right)^l P_l^m(\sin \varphi) (C_{lm} \cos m\lambda + S_{lm} \sin m\lambda) \right], \quad (2.5.2)$$

ahol r, φ, λ a hold polárkoordinátái, mégpedig r a geocentrikus távolság, φ a földrajzi szélesség, λ a földrajzi hosszúság (2.38. ábra), f az általános gravitációs állandó, m_F a Föld tömege, r_0 a Föld átlagos egyenlítői sugara, J_l, C_{lm}, S_{lm} a Föld alakjától és tömegeloszlásától függő dimenziótlan számegyütthatók, és végül P_l a Legendre-polinom, P_l^m az asszociált Legendre-függvény. Ez utóbbiak kiszámítására a következő összefüggések alkalmazhatók (az argumentumot x -szel jelölve):

$$P_l(x) = \frac{1}{2^l l!} \frac{d^l (x^2 - 1)^l}{dx^l},$$

$$P_l^m(x) = (1 - x^2)^{m/2} \frac{d^m P_l(x)}{dx^m}, \quad m = 0, 1, \dots, l.$$

A (2.5.2) sorfejtést a Föld gravitációs potenciáljának megadására az IAU javaslatára az 1960-as évek elejétől használják (léteznek azonban ettől különböző megadási módok is). (2.5.2) a Föld gravitációs potenciálját egy Földhöz rögzített koordináta-rendszerben adja meg. A (2.5.1) egyenletek viszont a hold mozgását egy a tavaszponthoz kötött koordináta-rendszerben írják le. Ebben a rendszerben a Föld forog, így U -t (2.5.1)-be helyettesítve a λ koordinátához egy a Föld forgását kifejező tagot kell adni (λ -t a greenwichi nullameridián helyett a tavaszponttól kell számítani)!

(2.5.2) az U potenciált szférikus vagy gömbfelületi függvények szerinti sor formájában adja. A sorfejtés első tagja ($f m_F / r$) a tömegpont potenciál. A többi tag a tömegpont potenciáltól való eltérést fejezi ki. (2.5.2)-ben az első összeg csak φ -tól függő tagokat tartalmaz. Ez egy forgásszimmetrikus test potenciáljának felel meg. Az összegben szereplő J_l együtthatókat *zonális szférikus harmonikus együtthatóknak* nevezik. A $P_l(\sin \varphi)$ Legendre-polinomok tulajdonságai alapján a páros indexű zonális tagok a tömegeloszlásnak az egyenlítőre való szimmetriáját, a páratlan indexűek az aszimmetriáját jellemzik. A C_{lm}, S_{lm} együtthatókat $m < l$ esetén *tesszerális*, $m = l$ esetén *szektorális szférikus harmonikus együtthatóknak* nevezik. A szektorális tagok a λ -tól, a tesszerális tagok a φ -tól is és λ -tól is függő tömeginhomogenitásokat jellemzik.

A szférikus harmonikus együtthatók közül az alacsonyabb indexűeknek egyszerű fizikai jelentésük van. Így

$$J_2 = \frac{1}{m_F r_0^2} \left[C - \frac{A+B}{2} \right],$$

$$C_{22} = \frac{B-A}{4m_F r_0^2},$$

ahol A, B, C a Föld tehetetlenségi nyomatéka egy a Földhöz rögzített $O\xi\eta\zeta$ derékszögű koordináta-rendszer $O\xi, O\eta, O\zeta$ tengelyeire vonatkoztatva (O a Föld középpontja, $O\zeta$ a forgástengely, $O\xi\eta$ az egyenlítő síkja). Így J_2 a Föld dinamikai lapultságával van kapcsolatban, C_{22} pedig a Föld egyenlítői lapultságával. Megjegyezzük, hogy (2.5.2)-ben az $l=1$ -re vonatkozó összegzés azért hiányzik, mert J_1, C_{11}, S_{11} a

Föld tömegközéppontjának koordinátaival arányos, és a feltevés az, hogy a koordináta-rendszer kezdőpontja éppen a Föld tömegközéppontja (így $J_1 = C_{11} = S_{11} = 0$).

U -t az

$$U = \frac{fm_F}{r} + R$$

alakba írva, ahol R a (2.5.2)-beli két összeget jelenti, (2.5.1) a perturbált kéttest-probléma

$$\begin{aligned} \ddot{x} + \frac{\mu}{r^3} x &= \frac{\partial R}{\partial x}, \\ \ddot{y} + \frac{\mu}{r^3} y &= \frac{\partial R}{\partial y}, \\ \ddot{z} + \frac{\mu}{r^3} z &= \frac{\partial R}{\partial z} \end{aligned} \quad (2.5.3)$$

egyenletrendszerébe megy át, ahol $\mu = fm_F$.

(2.5.3) megoldására az állandók variálásának módszerét alkalmazva adódnak az a , e , i , Ω , ω , M_0 pályaelemek változásainak meghatározására szolgáló *Lagrange*-egyenletek:

$$\begin{aligned} \frac{da}{dt} &= \frac{2}{na} \frac{\partial R}{\partial M_0}, \\ \frac{de}{dt} &= \frac{1-e^2}{ena^2} \frac{\partial R}{\partial M_0} - \frac{\sqrt{1-e^2}}{ena^2} \frac{\partial R}{\partial \omega}, \\ \frac{di}{dt} &= \frac{\text{ctg } i}{na^2 \sqrt{1-e^2}} \frac{\partial R}{\partial \omega} - \frac{1}{na^2 \sqrt{1-e^2} \sin i} \frac{\partial R}{\partial \Omega}, \\ \frac{d\Omega}{dt} &= \frac{1}{na^2 \sqrt{1-e^2} \sin i} \frac{\partial R}{\partial i}, \\ \frac{d\omega}{dt} &= \frac{\sqrt{1-e^2}}{ena^2} \frac{\partial R}{\partial e} - \frac{\text{ctg } i}{na^2 \sqrt{1-e^2}} \frac{\partial R}{\partial i}, \\ \frac{dM_0}{dt} &= -\frac{2}{na} \frac{\partial R}{\partial a} - \frac{1-e^2}{ena^2} \frac{\partial R}{\partial e}. \end{aligned} \quad (2.5.4)$$

A *Lagrange*-egyenletek megoldásához az R perturbációs függvényt ki kell fejteni a pályaelemekkel. Erre a következő sorfejtés vezethető le (W. M. KAULA, 1966):

$$R = \mu \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=0}^l \sum_{p=0}^l \sum_{q=-\infty}^{+\infty} \frac{r_0^l}{a^{l+1}} F_{lmp}(i) G_{lpq}(e) S_{lmpq}(\omega, M, \Omega, \Theta), \quad (2.5.5)$$

ahol $F_{lmp}(i)$ az i pályahajlás meghatározott szabályok szerint képezhető trigonometrikus polinomja, $G_{lpq}(e)$ az e excentricitás megadott módon kiszámítható függ-

vénye, és

$$S_{lmpq} = \left\{ \begin{array}{l} C_{lm} \\ -S_{lm} \end{array} \right\}_{\substack{l-m \\ \text{páros} \\ \text{páratlan}}} \cdot \cos [(l-2p)\omega + (l-2p+q)M + m(\Omega - \Theta)] + \\ + \left\{ \begin{array}{l} S_{lm} \\ C_{lm} \end{array} \right\}_{\substack{l-m \\ \text{páros} \\ \text{páratlan}}} \cdot \sin [(l-2p)\omega + (l-2p+q)M + m(\Omega - \Theta)]. \quad (2.5.6)$$

(2.5.6)-ban $C_{l0} = -J_l$ a zonális együtthatókat jelenti, $S_{l0} = 0$, M a középanomália, és Θ a greenwichi csillagidő. Ez utóbbi R -ben a Föld forgása miatt lép fel.

A J_2 -től származó perturbációk

A szférikus harmonikus együtthatók közül a legnagyobb a második zonális együttható: $J_2 = 1,082\ 63 \cdot 10^{-3}$, a többi J_l , C_{lm} , S_{lm} együttható pedig legfeljebb 10^{-6} nagyságrendű. Így a legnagyobb perturbációkat várhatóan a J_2 -nek megfelelő tömeginhomogenitás, vagyis a Föld lapultsága okozza. A *Lagrange*-egyenletek megoldásakor ezért először a J_2 -től származó perturbációkat célszerű meghatározni.

A szférikus együtthatók közül csak J_2 -t tartalmazó részperturbációs függvény ($l=2$, $m=0$):

$$R_{20} = -\frac{\mu}{a} \left(\frac{r_0}{a} \right)^2 J_2 \sum_{p=0}^2 \sum_{q=-\infty}^{+\infty} F_{20p}(i) G_{2p}(e) \cos [(2-2p)\omega + (2-2p+q)M]. \quad (2.5.7)$$

Első közelítésben a *Lagrange*-egyenletek jobb oldalán a pályaelemeket állandóknak tekintve R_{20} együtthatói is állandóknak tekinthetők, így R_{20} csak az $M = n(t - t_0) + M_0$ középanomálián keresztül függ az időtől. Így az M együtthatójától függően R_{20} -ban konstans ($2-2p+q=0$), illetve periodikus tagok ($2-2p+q \neq 0$) szerepelnek, amelyek a *Lagrange*-egyenletek megoldásakor szekuláris, illetve periodikus perturbációkat eredményeznek.

Szekuláris perturbációk. A $2-2p+q=0$ feltételt kielégítő p, q számpárookra (2.5.7) együtthatóit kiszámítva adódik, hogy R_{20} szekuláris része:

$$\bar{R}_{20} = -\frac{\mu}{a} \left(\frac{r_0}{a} \right)^2 J_2 \left(\frac{3}{4} \sin^2 i - \frac{1}{2} \right) (1 - e^2)^{-3/2}. \quad (2.5.8)$$

Ezt (2.5.4)-be helyettesítve következik, hogy az a, e, i pályaelemekben nincsenek szekuláris perturbációk. Az Ω, ω, M_0 pályaelemek esetén viszont

$$\begin{aligned} \Omega &= \Omega_0 + \dot{\Omega}t, \\ \omega &= \omega_0 + \dot{\omega}t, \end{aligned} \quad (2.5.9)$$

$$M_0 = M_{00} + \dot{M}_0 t$$

alakú szekuláris perturbációk adódnak, ahol Ω_0 , ω_0 , M_0 konstansok, és

$$\begin{aligned}\dot{\Omega} &= -\frac{3}{2} J_2 n \left(\frac{r_0}{a}\right)^2 \frac{\cos i}{(1-e^2)^2}, \\ \dot{\omega} &= \frac{3}{4} J_2 n \left(\frac{r_0}{a}\right)^2 \frac{5 \cos^2 i - 1}{(1-e^2)^2}, \\ \dot{M}_0 &= \frac{3}{4} J_2 n \left(\frac{r_0}{a}\right)^2 \frac{3 \cos^2 i - 1}{(1-e^2)^{3/2}}.\end{aligned}\quad (2.5.10)$$

(2.5.10) szerint $\dot{\Omega} < 0$, így a felszálló csomó (és ezzel együtt a pályasík) retrográd irányú mozgást végez. A perigeum sebességének előjele az i pályahajlás értékétől függ. Jelölje i_k az

$$5 \cos^2 i - 1 = 0$$

egyenlet gyökét: $i_k = 63^\circ 26'$. Ez a *kritikus inklináció*. Ha $i < i_k$, akkor $5 \cos^2 i - 1 > 0$, így $\dot{\omega} > 0$, tehát a perigeum (és azzal együtt a pályaellipszis) direkt irányú, a hold pálya menti keringésével megegyező értelmű mozgást végez. Ha $i > i_k$, akkor $\dot{\omega} < 0$, és ekkor a perigeum retrográd irányba fordul el. Az Ω , ω , M_0 pályaelemek szekuláris változásának mértéke (2.5.10) szerint a pályaelemektől függ. Egy a felszín felett néhány száz km magasságban, közelítőleg körpályán keringő hold esetében a változás naponta néhány fok. Például $a = 1,12r_0$, $e = 0,01$ esetén

$$\dot{\Omega} \approx -6,7 \cos i / \text{nap},$$

$$\dot{\omega} \approx 3,4(5 \cos^2 i - 1) / \text{nap},$$

$$\dot{M}_0 \approx 3,5(3 \cos^2 i - 1) / \text{nap}.$$

Periodikus perturbációk. A *Lagrange*-egyenleteket (2.5.7) periodikus részével ($2 - 2p + q \neq 0$) megoldva periodikus perturbációk adódnak. Ezek periódusa

$$T = \frac{2\pi}{|(2 - 2p + q)n|},$$

ami a hold $2\pi/n$ periódusánál kisebb vagy azzal egyenlő, így ezek rövid periódusú perturbációk. Amplitúdójuk elég nagy lehet, például a fél nagytengelyben néhány km. Egy ilyen perturbáció például:

$$\Delta a = \frac{3}{2} J_2 a \left(\frac{r_0}{a}\right)^2 \sin^2 i \cos(2M + 2\omega),$$

amelynek amplitúdója $a = 1,12r_0$ ($r_0 = 6378,16$ km), $e = 0,01$, $i = 45^\circ$ esetén 4,7 km. Az excentricitásban fellépő periodikus perturbációk amplitúdója 10^{-4} nagyságrendű (ez a perigeum távolságában okoz néhány km-es változásokat), az i , ω , Ω , M_0 pályaelemekben a változás néhány ívperc.

Mivel a J_2 -től eredő perturbációk közül a szekuláris perturbációk a legnagyobbak, a többi szférikus harmonikus együttható hatásának megállapításához a *Lagrange*-egyenleteket első közelítésben azzal a feltevéssel lehet megoldani, hogy a , e , i állandók, Ω , ω , M_0 szekulárisan változnak (2.5.9) szerint. Bevezetve a

$$\begin{aligned} \gamma &= (l-2p)\dot{\omega} + (l-2p+q)\dot{M} + m(\dot{\Omega} - \dot{\Theta}), \\ \delta &= (l-2p)\omega_0 + (l-2p+q)M_{00} + m\Omega_0 \end{aligned} \quad (2.5.11)$$

jelöléseket, ahol $\dot{\Theta}$ a Föld forgásának szögsebessége, (2.5.6)-ban a koszinusz-, illetve színuszfüggvény argumentumában $\gamma t + \delta$ fog szerepelni. A *Lagrange*-egyenletek megoldásakor ismét feltételezve, hogy az egyenletek jobb oldalán a pályaelemek állandók, R (2.5.5) sorfejtésében minden együttható állandó lesz, és R csak a $\cos(\gamma t + \delta)$, illetve $\sin(\gamma t + \delta)$ függvényeken keresztül fog függeni az időtől. Így R sorfejtése konstans ($\gamma=0$), illetve periodikus tagokból ($\gamma \neq 0$) áll.

Szekuláris perturbációk. R sorfejtésének $\gamma=0$ -ra adódó konstans tagjai szekuláris perturbációkat okoznak. Mivel az $\dot{\omega}$, \dot{M} , $\dot{\Omega}$, $\dot{\Theta}$ szögsebességek egymástól függetlenek, (2.5.11) szerint $\gamma=0$ csak úgy teljesülhet, ha $l-2p=0$, $l-2p+q=0$, $m=0$. Ez azt jelenti, hogy szekuláris perturbációt a páros indexű zonális harmonikus együtthatók (J_{2p}) okozhatnak. Mivel az a , e , i -re vonatkozó *Lagrange*-egyenletek R parciális deriváltjainak kiszámítása után az $l-2p$, $l-2p+q$, m együtthatókat szorzótényezőül tartalmazzák, az a , e , i pályaelemekben nincsenek szekuláris perturbációk. Az Ω , ω , M_0 -ban fellépő szekuláris perturbációk

$$J_{2p} \left(\frac{r_0}{a} \right)^{2p}$$

-vel arányosak, így ezek 1000-szer kisebbek a J_2 által kiváltott szekuláris perturbációknál (tehát naponta ezred fok nagyságrendűek).

Periodikus perturbációk. A $\gamma \neq 0$ feltétel többféleképp teljesülhet. A következő esetek lehetségesek.

1. $m = 0$, $l-2p+q = 0$, $l-2p \neq 0$.

Ekkor $\gamma = (l-2p)\dot{\omega}$. A megfelelő periodikus perturbáció periódusa

$$T = \frac{2\pi}{|(l-2p)\dot{\omega}|},$$

amplitúdója pedig

$$A \approx \frac{n}{\dot{\omega}} J_1. \quad (2.5.12)$$

Mivel $2\pi/\dot{\omega}$ a perigeum körbefordulásának periódusa (néhány hónap), ez a perturbáció hosszú periódusú. Mivel (2.5.10) szerint $\dot{\omega}$ arányos nJ_2 -vel, azért a perturbáció amplitúdója $\approx J_1/J_2 \approx 10^{-3}$, vagyis J_2 -vel arányos. Tehát a J_1 zonális együtthatók olyan nagy, hosszú periódusú perturbációkat okoznak, mint amekkorák a J_2 -től eredő rövid periódusú perturbációk. Ezek a hosszú periódusú perturbációk a fél nagytengely kivételével mindegyik pályaelemekben fellépnek.

Mivel $i \rightarrow i_k$ esetén $\dot{\omega} \rightarrow 0$, (2.5.12) szerint e perturbációk amplitúdója korlátlanul nagyra növekedhet. Ez a valóságban nincs így, ez csak annak a következménye, hogy

a *Lagrange*-egyenleteket a fokozatos közelítések módszerével oldják meg. Ez a megoldás a kritikus inklináció közelében érvényét veszti (a kritikus inklináció elnevezésnek ez a mélyebb oka), ekkor a megoldást más módszerekkel kell meghatározni. A kritikus inklináció problémájával kapcsolatban G. HORI (1960), A. H. JUPP (1975), valamint S. L. COFFEY és munkatársai (1986) munkáira utalunk. Kimutatható, hogy a kritikus inklináció egy bizonyos környezetében a perigeum librációs mozgást végez.

$$2. \quad m = 0, \quad l - 2p + q \neq 0.$$

Ekkor γ -ban $(l - 2p + q)\dot{M}$ mindenképpen szerepel, így $\dot{M} = n + \dot{M}_0$ miatt a perturbáció periódusa

$$T \approx \frac{2\pi}{|(l - 2p + q)(n + \dot{M}_0)|},$$

tehát rövid periódusú perturbációról van szó. A perturbációk amplitúdója J_1 -el arányos ($J_1 \approx 10^{-6}$), tehát a legnagyobbak m -es nagyságrendűek.

$$3. \quad m \neq 0.$$

Ebben az esetben γ kifejezésében mindig szerepel $m\dot{\theta}$, és ennek rövid periódusú perturbációk felelnek meg. A C_{lm} , S_{lm} együtthatók ($\approx 10^{-6}$) tehát rövid periódusú, kis amplitúdójú (legfeljebb méteres nagyságrendű) perturbációkat okoznak.

Érdekes még a $\gamma \approx 0$ eset, amely nagy amplitúdójú periodikus perturbációkkal jár. Mivel általában $n > \dot{\theta} \gg \omega, \dot{\Omega}, \dot{M}_0$, azért

$$\gamma \approx (l - 2p + q)n - m\dot{\theta} \approx 0,$$

ha

$$n = \frac{m}{l - 2p + q} \dot{\theta}. \quad (2.5.13)$$

Az ilyen holdak középmozgása tehát a Föld forgásának szögsebességével összemérhető, a hold keringése a Föld tengelyforgásával van rezonanciában. A rezonáns holdak keringési ideje (2.5.13)-ból következően 24^h , 18^h , 12^h , 6^h stb. lehet. Rezonáns holdak esetén azok a C_{lm} , S_{lm} együtthatók járnak erős perturbációkkal, melyek l , m indexei kielégítik a (2.5.13) feltételt.

A mesterséges holdak mozgásméleteinek kidolgozása során igen fontos probléma a megfelelő kiinduló közelítés meghatározása. Mivel a Föld lapultsága miatt a pálya-ellipszis és a pályasík gyorsan forog, kiinduló közelítésként egyszerű *Kepler*-féle pályát választva csak több közelítés végigszámítása árán lehet eljutni a perturbációk pontos meghatározásához. Célszerű ezért kiinduló pályaként olyan megoldást választani, amely már tartalmazza a perturbációk egy részét. Így például J. P. VINTI (1959) a (2.5.1) egyenletekben az U potenciált a

$$V = \frac{fm_r}{r} \left[1 + \sum_{i=1}^{\infty} (-J_2)^i \left(\frac{r_0}{r} \right)^{2i} P_{2i}(\sin \varphi) \right] \quad (2.5.14)$$

kifejezéssel helyettesítette. A V -vel felírt (2.5.1) egyenletek egzaktul integrálhatók, és a megoldás elliptikus függvényekkel fejezhető ki. Ez a megoldás azért ad jó közelítést, mert U és V eltérése csak J_2^2 nagyságrendű.

Megfelelően megválasztott kezdő közelítésből kiindulva a további perturbációk (C_{lm} , S_{lm} együtthatóktól, légköri fékeződéstől, luniszoláris hatásoktól stb.) külön-

külön határozhatók meg, ezek ugyanis legfeljebb 10^{-6} nagyságrendűek, így együttes hatásuk 10^{-12} nagyságrendű, ami elhanyagolható.

A következő táblázat a mesterséges holdak mozgását befolyásoló fő perturbáló hatások nagyságáról ad tájékoztatást (G. I. HORI és Y. KOZAI, 1975). A táblázat harmadik oszlopa a hosszú periódusú és szekuláris perturbációk nagyságát mutatja 1000 fordulat után. A negyedik oszlop azt tünteti fel, hogy 10^{-6} -os pontosság (pozícióban 10 m, sebességben 1 cm/s) eléréséhez az egyes perturbációkat hányadrendig kell meghatározni. Az ötödik oszlop ugyanezt mutatja 10^{-8} -os pontosság (10 cm és 0,1 mm/s) esetén.

Perturbáló erő	Erő nagysága	hp és szek	10^{-6}		10^{-8}	
			rp, hp és szek		rp, hp és szek	
J_2	10^{-3}	1	1	2	2	3
$J_4(l>2)$	10^{-6}	10^{-3}	—	1	1	$1, J_2, J_4$
C_{2m}, S_{2m}	10^{-6}	10^{-4}	1	1	1	$1 \times J_2, 2$
Luniszoláris	10^{-7} (k)	10^{-4}	—	1	1	$1, 1 \times J_2$
	10^{-6} (sz)	10^{-3}	1	2	1	3
Légköri fékeződés	10^{-8}	10^{-2} (M)	—	2	—	3
		10^{-6}	—	1	—	1
Sugárnyomás	10^{-8}	10^{-2} (M)	—	2	—	3
		10^{-6}	—	1	—	1
Árapály	10^{-8}	10^{-5}	—	1	—	1

A táblázatban rp, hp, és szek rendre a rövid periódusú, hosszú periódusú, és szekuláris perturbációt jelöli. A luniszoláris perturbációknál az első sor a közeli holdakra (k), a második sor a szinkron holdakra (sz) vonatkozik. A légköri fékeződésnél és a sugárnyomásnál az első sor a középanómália (M) perturbációira, a második a többi pályaelemre vonatkozik.

A mesterséges holdak mozgására számos elméletet dolgoztak ki (pl. D. BROUWER, 1959, Y. KOZAI, 1962). Ezekről V. K. ABALAKIN és munkatársai (1976) könyvében található összefoglaló ismertetés, ahol megadják a különböző perturbációkat leíró legfontosabb összefüggéseket is. A mesterséges holdakra ható nemgravitációs perturbációk témakörének összefoglalása A. MILANI és munkatársai (1987) könyvében található.

A mesterséges holdak perturbációinak vizsgálatából a perturbációkat kiváltó hatások jellemzőire lehet következtetni. Így sikerült a földi gravitációs potenciál sorfejtésének több száz szférikus harmonikus együtthatóját meghatározni, vagy például a légkör sűrűségeloszlását megállapítani.

2.6. IAU-konstansok és a bolygók pályaelemei

2.6.1. Az 1976-os IAU-konstansok rendszere

Egységek:

SI-egységek: idő: s, tömeg: kg, hosszúság: m.

Csillagászati egységek:

idő: 1 nap (d), amely 86 400 s,

tömeg: a Nap tömege (S),

hosszúság: a csillagászati egység (CSE, esetünkben a jele: A) (lásd a 2.1.5. fejezetet).

Meghatározó konstansok:

- | | |
|------------------------------------|----------------------------------|
| 1. Gauss-féle gravitációs állandó: | $k = 0,017\ 202\ 098\ 95.$ |
| 2. Fénysebesség: | $c = 299\ 792\ 458\ \text{m/s}.$ |

Elsődleges konstansok:

- | | |
|--|--|
| 3. Fény-idő (light-time) egységnyi távolságra: | $\tau_A = 499,004\ 782\ \text{s}.$ |
| 4. A Föld egyenlítői sugara: | $a_e = 6\ 378\ 140\ \text{m}$ |
| 5. A Föld dinamikai alakfaktora: | $J_2 = 0,001\ 082\ 63$ |
| 6. Geocentrikus gravitációs állandó (E a Föld tömege): | $GE = 3,986\ 005 \cdot 10^{14}\ \text{m}^3\ \text{s}^{-2}.$ |
| 7. Általános gravitációs állandó: | $G = 6,672 \cdot 10^{-11}\ \text{m}^3\ \text{kg}^{-1}\ \text{s}^{-2}.$ |
| 8. A Hold és a Föld tömegaránya: | $\mu = 0,012\ 300\ 02.$ |
| 9. Általános precesszió a hosszúságban 1 Julián Évszázad alatt, J2000,0 standard epochára: | $p = 5029,0966.$ |
| 10. Az ekliptika hajlásszöge, J2000,0 standard epochára: | $\varepsilon = 23^\circ 26' 21,448.$ |

Levezetett konstansok:

- | | |
|---|--|
| 11. Nutációs konstans, J2000,0 standard epochára: | $N = 9,2025.$ |
| 12. Egységnyi távolság: | $c\tau_A = A = 1,495\ 978\ 70 \cdot 10^{11}\ \text{m}.$ |
| 13. Nap parallaxisa: | $\arcsin(a_e/A) = \pi_\odot = 8,794\ 148.$ |
| 14. Aberrációs konstans, J2000,0 standard epochára: | $\kappa = 20,495\ 52.$ |
| 15. A Föld lapultsága: | $f = 0,003\ 352\ 81 = 1/298,257.$ |
| 16. Heliocentrikus gravitációs állandó: | $A^3 k^2 / d^2 = GS = 1,327\ 124\ 38 \cdot 10^{20}\ \text{m}^3\ \text{s}^{-2}$ |
| 17. A Nap és a Föld tömegének aránya: | $(GS)/(GE) = S/E = 332\ 946,0.$ |
| 18. A Nap tömegének a Föld és Hold össztömegéhez viszonyított aránya: | $(S/E)/(1 + \mu) = 328\ 900,5.$ |
| 19. A Nap tömege: | $(GS)/G = S = 1,9891 \cdot 10^{30}\ \text{kg}.$ |

20. A bolygók tömege (a Nap tömegének a bolygók tömegéhez viszonyított aránya):

Merkúr	6 023 600	Jupiter	1 047,355
Vénusz	408 523,5	Szaturusz	3 498,5
Föld + Hold	328 900,5	Uránusz	22 869
Mars	3 098 710	Neptunusz	19 314
		Plútó	3 000 000
			(130 000 000)

A Plútónál a zárójelben a holdjának pályájából számított pontosabb tömegérték szerepel.

Egyéb mennyiségek, melyeket az efemeriszek készítésekor használnak:

21. Kisbolygók tömege a Nap tömegével, mint egységgel kifejezve:

Ceres:	$5,9 \cdot 10^{-10}$
Pallas:	$1,1 \cdot 10^{-10}$
Vesta:	$1,2 \cdot 10^{-10}$

22. Holdak tömege a középponti bolygó tömegével mint egységgel kifejezve:

Jupiter	Io:	$4,70 \cdot 10^{-6}$
	Europa:	$2,56 \cdot 10^{-5}$
	Ganymede:	$7,84 \cdot 10^{-5}$
	Callisto:	$5,6 \cdot 10^{-5}$
Szaturusz	Titán:	$2,41 \cdot 10^{-4}$
Neptunusz	Triton:	$2 \cdot 10^{-3}$

23. Egyenlítői sugarak km-ben:

Merkúr	2439	Jupiter	71 398	Plútó	2 500
Vénusz	6052	Szaturusz	60 000		
Föld	6378,140	Uránusz	25 400	Hold	1 738
Mars	3397,2	Neptunusz	24 300	Nap	696 000

24. Bolygók gravitációs tere:

	J_2	J_3	J_4
Föld	+0,001 082 63	$-0,254 \cdot 10^{-5}$	$-0,161 \cdot 10^{-5}$
Mars	+0,001 964	$+0,36 \cdot 10^{-4}$	
Jupiter	+0,014 75		$-0,58 \cdot 10^{-3}$
Szaturusz	+0,016 45		$-0,10 \cdot 10^{-2}$
Uránusz	+0,012		
Neptunusz	+0,004		

(Mars: $C_{22} = -0,000 055$, $S_{22} = +0,000 031$, $S_{31} = +0,000 026$)

25. A Hold gravitációs tere:

$$\begin{aligned}\gamma &= (B - A)/C = 0,000 227 8 \\ \beta &= (C - A)/B = 0,000 631 3 \\ C/MR^2 &= 0,392\end{aligned}$$

A Hold egyenlítőjének hajlásszöge az ekliptikához: $I = 5552,7 = 1^\circ 32' 32,7$

$$\begin{aligned}C_{20} &= -0,000 202 7 \\ C_{22} &= +0,000 022 3 \\ C_{30} &= -0,000 006 \\ C_{31} &= +0,000 029 \\ S_{31} &= +0,000 004 \\ C_{32} &= +0,000 004 8 \\ S_{32} &= +0,000 001 7 \\ C_{33} &= +0,000 001 8 \\ S_{33} &= -0,000 001\end{aligned}$$

2.6.2. A bolygók közepes pályaelemei

A következő összefüggések a bolygók periodikus perturbációk nélküli ún. közepes pályaelemeit adják meg. Ezek segítségével a bolygók középhelyzete 1' pontossággal kiszámítható. Az összefüggésekben T az 1900. január 0,5-től Julián Évszázadban eltelt időt jelenti. Kiszámítására a következő összefüggés alkalmazható:

$$T = \frac{(JD) - (JD)_0}{36525},$$

ahol (JD) a kérdéses időpont Julián Dátuma, és $(JD)_0 = 2\,415\,020,0$ (1900. január 0,5.).

A pályaelemek: a fél nagytengely, e excentricitás, i pályahajlás, Ω felszálló csomó hossza, ω perihéliumhosszúság, λ közepes pálya menti hosszúság. A szögpályaelemek az ekliptikára vonatkoznak, 1900,0 epochára.

Merkúr:

$$\begin{aligned}\lambda &= 178^\circ 10' 44''{,}68 + 538\,106\,654''{,}80 T + 1''{,}084 T^2, \\ \omega &= 75^\circ 53' 58''{,}91 + 5599''{,}76 T + 1''{,}061 T^2, \\ \Omega &= 47^\circ 8' 45''{,}40 + 4266''{,}75 T + 0''{,}626 T^2, \\ e &= 0,205\,614\,21 + 0,000\,020\,46 T - 0,000\,000\,030 T^2, \\ i &= 7^\circ 0' 10''{,}37 + 6''{,}699 T - 0''{,}066 T^2, \\ a &= 0,387\,098\,4.\end{aligned}$$

Vénusz:

$$\begin{aligned}\lambda &= 342^\circ 46' 1''{,}39 + 210\,669\,162''{,}88 T + 1''{,}1148 T^2, \\ \omega &= 130^\circ 9' 49''{,}8 + 5068''{,}93 T - 3''{,}515 T^2, \\ \Omega &= 75^\circ 46' 46''{,}73 + 3239''{,}46 T + 1''{,}476 T^2, \\ e &= 0,006\,820\,69 - 0,000\,047\,74 T + 0,000\,000\,091 T^2, \\ i &= 3^\circ 23' 37''{,}07 + 3''{,}621 T - 0''{,}0035 T^2, \\ a &= 0,723\,330\,15.\end{aligned}$$

Föld:

$$\begin{aligned}\lambda &= 99^\circ 41' 48''{,}04 + 129\,602\,768''{,}13 T + 1''{,}089 T^2, \\ \omega &= 101^\circ 13' 15''{,}0 + 6189''{,}03 T + 1''{,}63 T^2 + 0''{,}012 T^3, \\ \Omega &= 0^\circ, \\ e &= 0,016\,751\,04 - 0,000\,041\,80 T - 0,000\,000\,126 T^2, \\ i &= 0^\circ, \\ a &= 1,000\,000\,13.\end{aligned}$$

Mars:

$$\begin{aligned}\lambda &= 293^\circ 44' 51''{,}46 + 68\,910\,117''{,}33 T + 1''{,}1184 T^2, \\ \omega &= 334^\circ 13' 5''{,}53 + 6626''{,}73 T + 0''{,}4675 T^2 - 0''{,}0043 T^3, \\ \Omega &= 48^\circ 47' 11''{,}19 + 2775''{,}57 T - 0''{,}005 T^2 - 0''{,}0192 T^3, \\ e &= 0,093\,312\,90 + 0,000\,092\,064 T - 0,000\,000\,077 T^2, \\ i &= 1^\circ 51' 1''{,}20 - 2''{,}430 T + 0''{,}0454 T^2, \\ a &= 1,523\,688\,39.\end{aligned}$$

Jupiter:

$$\begin{aligned}\lambda &= 238^\circ 2' 57''{,}32 + 10\,930\,687''{,}148 T + 1''{,}204\,86 T^2 - 0''{,}005\,936 T^3, \\ \omega &= 12^\circ 43' 15''{,}34 + 5795''{,}862 T + 3''{,}802\,58 T^2 - 0''{,}012\,36 T^3, \\ \Omega &= 99^\circ 26' 36''{,}19 + 3637''{,}908 T + 1''{,}2680 T^2 - 0''{,}030\,64 T^3,\end{aligned}$$

$$e = 0,048\ 334\ 75 + 0,000\ 164\ 180\ T - 0,000\ 000\ 467\ 6\ T^2 - 0,000\ 000\ 001\ 7\ T^3,$$

$$i = 1^\circ 18' 31,45'' - 20,506\ T + 0,014\ T^2,$$

$$a = 5,202\ 561.$$

Szaturnusz:

$$\lambda = 266^\circ 33' 51,76'' + 4\ 404\ 635,5810\ T + 1,168\ 35\ T^2 - 0,021\ T^3,$$

$$\tilde{\omega} = 91^\circ 5' 53,38'' + 7050,297\ T + 2,9749\ T^2 + 0,0166\ T^3,$$

$$\Omega = 112^\circ 47' 25,40'' + 3143,5025\ T - 0,547\ 85\ T^2 - 0,0191\ T^3,$$

$$e = 0,055\ 892\ 32 - 0,000\ 345\ 50\ T - 0,000\ 000\ 728\ T^2 + 0,000\ 000\ 000\ 74\ T^3,$$

$$i = 2^\circ 29' 33,07'' - 14,108\ T - 0,055\ 76\ T^2 + 0,000\ 16\ T^3,$$

$$a = 9,554\ 747.$$

Uránusz:

$$\lambda = 244^\circ 11' 50,89'' + 1\ 547\ 508,765\ T + 1,137\ 74\ T^2 - 0,002\ 176\ T^3,$$

$$\tilde{\omega} = 171^\circ 32' 55,14'' + 5343,958\ T + 0,8539\ T^2 - 0,002\ 18\ T^3,$$

$$\Omega = 73^\circ 28' 37,55'' + 1795,204\ T + 4,722\ T^2,$$

$$e = 0,046\ 344\ 4 - 0,000\ 026\ 58\ T + 0,000\ 000\ 077\ T^2,$$

$$i = 0^\circ 46' 20,87'' + 2,251\ T + 0,1422\ T^2,$$

$$a = 19,218\ 14.$$

Neptunusz:

$$\lambda = 84^\circ 27' 28,78'' + 791\ 589,291\ T + 1,153\ 74\ T^2 - 0,002\ 176\ T^3,$$

$$\tilde{\omega} = 46^\circ 43' 38,37'' + 5128,468\ T + 1,406\ 94\ T^2 - 0,002\ 176\ T^3,$$

$$\Omega = 130^\circ 40' 52,89'' + 3956,166\ T + 0,899\ 52\ T^2 - 0,016\ 984\ T^3,$$

$$e = 0,008\ 997\ 04 + 0,000\ 006\ 330\ T - 0,000\ 000\ 002\ T^2,$$

$$i = 1^\circ 46' 45,27'' - 34,357\ T - 0,0328\ T^2,$$

$$a = 30,109\ 57.$$

Plútó:

$$\tau = 1989.\ \text{október}\ 0,0344,$$

$$\tilde{\omega} = 113^\circ 31' 17,72'',$$

$$\Omega = 108^\circ 57' 16,18'',$$

$$e = 0,248\ 643\ 8,$$

$$i = 17^\circ 8' 48,40'',$$

$$a = 39,517\ 738.$$

Irodalom

Terjedelmi okok miatt itt csak az újabb (1950 utáni) irodalmat, az összefoglaló munkákat, és a régebbi irodalomból a legfontosabbakat adjuk meg. A kimaradó munkák bibliográfiája az összefoglaló művekben megtalálható.

- Абалакин, В. К., Аксенов, Е. П., Гребеников, Е. А., Демин, В. Г., Рядов, Ю. А.: Справочное руководство по небесной механике и астродинамике. Издательство „Наука” Москва 1976.
- Агекян, Т. А., Аносова, Ж. П.: *Астрономический Журнал*, 44 (1967) 1261.
- Арнольд, В. И.: *Успехи математических наук*, 18 (1963) В, 6 (114)
- BERGER, A.: *Celestial Mechanics*, 15 (1977) 53.
- BIRKHOFF, G. D.: *Dynamical Systems* (1927), Am. Math. Soc. Publ. Providence.
- BRETAGNON, P.: *Astronomy and Astrophysics*, 30 (1974) 141.
- BRETAGNON, P.: *Celestial Mechanics*, 26 (1982) 161.
- BROUSKE, R.: *Dissertation*, Univ. of Louvain, Louvain, Belgium 1962.
- BROUWER, D.: *Astronomical Journal*, 56 (1951) 9.
- BROUWER, D.: *Astronomical Journal*, 64 (1959) 378.

- BROUWER, D., CLEMENCE, G. M.: *Methods of Celestial Mechanics*. Academic Press, New York and London 1961.
- BROUWER, D., VAN WOERKOM, J.: *Astronomical Papers*, 13 (1950) 81.
- COFFEY, S. L., DEPRIT, A., MILLER, B. R.: *Celestial Mechanics* 39 (1986) 365.
- BROWN, E. W.: *Am. J. Math.* 17 (1895) 318.
- BROWN, E. W.: *Mem. Roy. Astron. Soc.* 59 (1908) 1.
- BROWN, E. W.: *Tables of the Motion of the Moon*. London 1919.
- Брумберг, В. А.: *Релятивистская небесная механика*. Издательство „Наука”, Москва 1972.
- BURKHARDT, G.: *Astronomy and Astrophysics*, 106 (1982) 133.
- CLEMENCE, G.: *Astron. Papers*, 13 (1954) Part V.
- COHEN, C. J., HUBBARD, E. C.: *Astronomical Journal*, 70 (1965) 10.
- COHEN, C. J., HUBBARD, E. C., OESTERWINTER, C.: *Astron. Papers*, 22 (1972) Part 1.
- COHEN, C. J., HUBBARD, E. C., OESTERWINTER, C.: *Celestial Mechanics*, 7 (1973) 438.
- CHAPRONT-TOUZÉ, M.: *Astronomy and Astrophysics*, 83 (1980) 86.
- CHAPRONT, J., CHAPRONT-TOUZÉ, M.: *Celestial Mechanics*, 26 (1982) 83.
- CHARLIER, C. L.: *Die Mechanik des Himmels*. Walter de Gruyter and Co. Berlin und Leipzig 1927, (Oroszul: „Наука”, Москва 1966)
- CHAZY, J.: *La Théorie de la Relativité et la Mécanique Céleste*, t. I., Paris 1928 (t. II. 1930)
- Чеботарев, Г. А.: *Успехы астрон. наук*, 5 (1950).
- Чеботарев, Г. А.: *Аналитические и численные методы небесной механики*. Изд. „Наука”, Москва 1965.
- DANBY, J. M. A., BURKHARDT, T. M.: *Celestial Mechanics*, 31 (1983) 95, 317.
- DELAUNAY, C. E.: *Mém. Acad. des Sciences de Paris*, 28 (1860), 29 (1867)
- Демян, В. Г.: *Движение искусственного спутника в нецентральной поле тяготения*. Изд. „Наука”, Москва 1968.
- DEPRIT, A., DEPRIT-BARTHOLOME, A.: *Astronomical Journal*, 72 (1967) 173.
- DEPRIT, A.: *Celestial Mechanics*, 1 (1969) 12.
- DEPRIT, A., HENRARD, J., ROM, A.: *Astronomical Journal*, 76 (1971) 269, *és Astronomy and Astrophysics*, 10 (1971) 257.
- ECKERT, W., BROUWER, D., CLEMENCE, G.: *Astron. Papers*, 12 (1951).
- ECKERT, W. J., JONES, R., CLARK, H. K.: *Improved Lunar Ephemeris 1952—1959*. Washington 1954.
- ECKERT, W. J., WALKER, M. J., ECKERT, D.: *Astronomical Journal*, 71 (1966) 314.
- ESCOBAL, P. R.: *Methods of Orbit Determination*. J. Wiley and Sons, Inc., New York and London 1965. (Oroszul: „Мир”, Москва 1970.)
- GIACAGLIA, G. E. O.: *Celestial Mechanics*, 9 (1974) 239.
- GUTZWILLER, M. C., SCHMIDT, D. S.: *Astronomical Papers* 23 (1986) Part 1.
- HAGIHARA, Y.: *Celestial Mechanics*. Vol. 1. MIT Press, Cambridge, Massachusetts, London, England 1970.
- HANSEN, P. A.: *Tables de la Luna*. London 1857.
- HENRARD, J.: *Celestial Mechanics*, 19 (1979) 337.
- HENRARD, J.: *Celestial Mechanics*, 22 (1980) 335.
- HILL, G. W.: *Am. J. Math.* 1 (1878) 5, 129, 245.
- HILL, G. W.: *Astron. Papers*, 7 (1898).
- HIRAYAMA, K.: *Japan J. Astron. Geophys.* 1 (1923) 55.
- HORI, G.: *Astronomical Journal* 65 (1960) 291.
- HORI, G.: *Publ. Astron. Soc. Japan*, 22 (1966) 191.
- HORI, G. I., KOZAI, Y.: in „*Satellite Dynamics*”. Ed. G. E. O. GIACAGLIA. Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, New York 1975, pp. 1—15.
- JUPP, A. H.: *Celestial Mechanics* 11 (1975) 361.
- KAULA, W. M.: *Theory of Satellite Geodesy*. Blaisdell Company, Waltham, Massachusetts 1966.
- KINOSHITA, H.: *Celestial Mechanics*, 34 (1984)
- Колмогоров, А. Н.: *Докл. АН СССР* 98 (1954) №. 4, 527.
- KOZAI, Y.: in „*Dynamical Trapping and Evolution in the Solar System*”. Eds. V. V. MARKELLOS and Y. KOZAI. D. Reidel Publishing Company, Dordrecht, Holland 1983. pp. 117—122.
- KOZAI, Y.: *Astronomical Journal*, 67 (1962) 446.
- KNEŽEVIĆ, Z.: *Celestial Mechanics* 38 (1986) 123.
- LECAR, M., FRANKLIN, F. A.: in „*The Stability of the Solar System and of Small Stellar Systems*”. Ed. Y. KOZAI. D. Reidel Publishing Co., Dordrecht, Holland 1974, pp. 37—56.
- MEFFROY, J.: *Bull. Astron.*, 19 (1955) 1.
- MESSAGE, P. J.: in „*Long-Time Predictions in Dynamics*”. Eds. V. SZEBEHELY, B. D. TAPLEY. D. Reidel Publ. Co., Dordrecht, Holland 1976, pp. 279—293.

- MILANI, A., NOBILI, A. M., FARINELLA, P.: *Non-Gravitational Perturbations and Satellite Geodesy*. Adam-Hilger, Bristol 1987.
- MOSER, J.: *Math. Annalen*, 169 (1967).
- The Nautical Almanac for the year 1984. Washington and London.
- NEWCOMB, S.: *Astron. Papers*, 6, parts 1—4 (1895—1898).
- NEWCOMB, S.: *Astron. Papers*, 7, parts 3, 4 (1898).
- NEWHALL, X. X., STANDISH, E. M., WILLIAMS, J. G.: *Astronomy and Astrophysics*, 125 (1983) 150.
- ODELL, A. W., GOODING, R. H.: *Celestial Mechanics*, 38 (1986) 307.
- PETROVSKAJA, M.: *Celestial Mechanics*, 3 (1970) 121.
- POINCARÉ, H.: *Les Méthodes Nouvelles de la Mécanique Céleste*, t. 1—3. Gauthier-Villars, Paris 1892—1899.
- POINCARÉ, H.: *Lecons de la Mécanique Céleste*, t. 1—3. Gauthier-Villars, Paris 1905—1919.
- RABE, E.: *Astronomical Journal*, 66 (1961) 500.
- ROSS, F.: *Astron. Papers*, 9 (1917) part 2.
- Шараф, Ш. Г.: *Труды ИТА, АН СССР*, 4 (1955).
- Шараф, Ш. Г., Будникова, Н. А.: *Труды ИТА, АН СССР*, 10 (1964) 5.
- SCHMIDT, D. S.: *Moon and Planets*, 23 (1980) 135.
- SCHOLL, H., FROESCHLÉ, C.: *Astronomy and Astrophysics*, 33 (1974) 455. 42 (1975), 457. 72 (1979), 246.
- SCHUBART, J.: *Astronomical Journal*, 73 (1968) 99.
- SCONZO, P., LE SHAK, A. R., TOBEY, R.: *Astronomical Journal*, 70 (1965) 269.
- SMITH, G. R.: *Celestial Mechanics*, 19 (1979) 163.
- STANDAERT, D.: *Celestial Mechanics*, 26 (1982) 113.
- STIEFEL, E. L., SCHEIFELE, G.: *Linear and Regular Celestial Mechanics*. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1971.
- SUNDMAN, K. F.: *Acta Math.* 36 (1912) 105.
- SZEBEHELY, V.: *Theory of Orbits. The Restricted Problem of Three Bodies*. Academic Press, New York and London 1967.
- SZEBEHELY, V.: *Proc. Nat. Acad. Sci. USA*, 58 (1967) 60.
- SZEBEHELY, V.: in „Dynamics of the Solar System”. Ed. R. L. DUNCOMBE. D. Reidel Publ. Co. Dordrecht, Holland 1969, pp. 7—15.
- SZEBEHELY, V.: in „Recent Advances in Dynamical Astronomy”. Eds. B. D. TAPLEY, V. SZEBEHELY. D. Reidel Publishing Co., Dordrecht, Holland 1974, pp. 75—106.
- VINTI, J. P.: *J. Res. Nat. Bur. Standards*, 63 B (1959) 105.
- WILLIAMS, J. G., BENSON, G. S.: *Astronomical Journal*, 76 (1971) 167.
- VON ZEIPPEL, H.: *Arkiv Mat. Astron., Fysik*, 11, 1, 7, 12, 9, 13, 3 (1916—17).

3. A NAPRENDSZER

Általánosságban fogalmazva a Naprendszeren értjük a Napot, a körülötte keringő kisebb-nagyobb testek összességével együtt. Jellemzése több szempont szerint történhet. A Naprendszer tagjainak átmérői a millió km-es nagyságrendtől a mm törtrészig egy folyamatos sort alkotnak. A tömegek eloszlása az egyes objektumokra igen egyenlőtlen. Legnagyobb a Nap, amely 330 000 Föld-tömeget egyesít magában, és ezzel az össztömeg 99,87%-a jut egyetlen testre, az összes többire csupán 0,13%! Az eddig ismert 9 bolygó együttesen 446,8 Föld-tömeget tesz ki, de ebből 317,8 Föld-tömegnyi egyedül a Jupiterre jut, vagyis a bolygók között is egyenlőtlenül oszlik meg a tömeg. A bolygók körül keringő holdak tömege együttesen csak 0,12 Föld-tömeget tesz ki. Az átmérőket tekintve folyamatos az átmenet a bolygóktól a holdakra és kisbolygókra, hiszen a legnagyobb holdak átmérője nagyobb, mint a Merkúr vagy a Plútó átmérője, a legkisebb holdak pedig már egy nagyságrenddel kisebbek, mint a legnagyobb kisbolygók. A kisebb kisbolygók egyrészt akkorák, mint az üstökös-magok, másrészt a nagyobb meteorokhoz hasonló méretűek. A meteoroknál viszont a néhány km nagyságrendűtől kezdve a mm törtrészig minden méret előfordul. A kisbolygók, üstökösök és meteorok tömege együttesen nem tesz ki 1 Föld-tömeget.

A Naprendszert a Nap gravitációs vonzása tartja együtt. A Nap a környezetében található csillagokhoz képest 19,4 km/s sebességgel halad a Herkules csillagkép irányába. Ugyanakkor a szomszédos csillagokkal együtt 250 km/s pálya menti sebességgel kering a Tejútrendszer középpontja körül, és e mozgásban részt vesznek vele együtt a Naprendszer tagjai is.

A Naprendszer tömegközéppontja a bolygók tömege miatt nem pontosan a Nap középpontjában van. A tömegközéppont helyét tehát a bolygók pillanatnyi helyzete kissé befolyásolja, vándoroltatja. Így pl. 1954—64 között a tömegközéppont a Napon kívül volt, maximálisan 300 000 km-rel a Nap felszíne felett.

Nehéz megadni, hogy meddig terjed a Naprendszer. Bolygókat csak a legbelső, mintegy 50 CSE-nyi távolságban találunk, de bizonyos, hogy egy igen nagyszámú üstökösből álló felhő veszi körül a Napot, szinte burokszerűen. Ennek az üstökös-felhőnek a maximális sugarát sokan mintegy százezer CSE-re becsülik. Ilyen távolságból a Napot már csak olyan fényesnek látnánk, mint a Vénuszt a Földről nézve.

Sokan a Naprendszer határaként azt a távolságot tekintik, ahol a Nap vonzása már csak akkora nagyságrendű, mint a szomszédos csillagoké. Ez mintegy 150 000 CSE-et, vagyis kb. 0,73 pc távolságot jelent. Első hallásra ez a távolság igen nagynek tűnik, de nem szabad elfelejtenünk, hogy saját Galaxisunk átmérője is mintegy $3 \cdot 10^4$ pc, vagyis kereken 40 000-szer akkora, mint „kibővített” Naprend-

szerünk. Ha mind-hhez hozzávesszük, hogy a legközelebbi galaxisok, a Nagy és Kis Magellán Felhők távolsága $5,5 \cdot 10^4$ pc, az Andromeda-ködé $7 \cdot 10^6$ pc, és a legtávolabbi (ismert) kvazárok sugárzása több milliárd parsec távolságból érkezik, akkor egyértelművé válik, hogy a Naprendszer csak piciny porszem az Univerzumban.

3.1. A bolygórendszer

Eddig 9, a Nap körül keringő bolygót fedeztek fel. Ezek a Naptól mért középtávolság sorrendjében a következők: Merkúr, Vénusz, Föld, Mars, Jupiter, Szaturnusz, Uránusz, Neptunusz, Plútó. Tekintve, hogy a bolygók a csillagokhoz képest „közel” vannak, távcsőben a képük nem pontszerű, hanem a távolság függvényében kisebb vagy nagyobb korongnak látszanak. A legtávolabbi bolygó, a Plútó, kereken 100-szor messzebb van a Naptól, mint a legközelebbi, a Merkúr.

A bolygók tömegét, méretét és sűrűségét tekintve megállapítható, hogy az első 4 bolygó a Földhöz hasonlít, míg a többi (a Plútó kivételével) a Jupiterhez. A Föld-típusú bolygók sűrűsége kb. 3-szor akkora, mint a Jupiter-típusúaké, így az előbbieken a nehezebb elemek jelentékeny szerepet játszanak, míg az utóbbiak főleg hidrogénből és héliumból állnak. Az összetétel azonban nyilván a belső szerkezetet is érinti, így feltételezzük, hogy a két típusnak eltérő a belső szerkezete is. Sajnos, a bolygók belső szerkezetéről konkrét információink még nincsenek, csupán elképzelések.

A bolygók ellipszispályákon keringenek a Nap körül. A pályák csaknem kör alakúak, egyedül a Merkúr és a Plútó pályájának excentricitása nagyobb 0,1-nél. A bolygópályák síkjai majdnem egybeesnek az ekliptikával (kivétel a Merkúr 7° -os és a Plútó $17,1^\circ$ -os hajlásszöge). Mindegyik bolygó azonos irányban kering, sőt tengelyforgásuk is ugyanabban az értelemben történik (a Vénusz és az Uránusz kivételével). A bolygókat a Nap tömegvonzása tartja pályájukon. Mozgásuk annál lassúbb, minél távolabb vannak a Naptól.

3.1.1. A Föld-típusú bolygók

Bár a bolygók e csoportjának névadója a Föld, könyvünk nem foglalkozik vele. Ennek az az oka, hogy számunkra a Föld egész más szerepet tölt be, mint a többi égitest. A Földre vonatkozó ismereteink legnagyobb része egy másik tudomány, a geofizika területéhez tartozik.

Ennek ellenére természetes, hogy tárgyalásunkban helyet kap a Hold. Tekintve, hogy a többi holdat is az anyabolygó tárgyalása kapcsán ismertetjük, a Hold a Föld-típusú bolygók között kap helyet.

3.1.1.1. A Hold

A Hold adatai

Átmérője	0,273 Föld-átmérő	= 3476,1 km
Tömege	1/81,305 Föld-tömeg	= $7,344 \cdot 10^{22}$ kg
Sűrűsége		3,334 g/cm ³
Közepes földtávolsága		
60,268 Föld-sugár		= 384 400,6 km
Rotációs periódusa		27,321 66 nap
Sziderikus keringésideje		27,321 66 nap
Szinodikus keringésideje		29,530 59 nap
Egyenlítői sík hajlásszöge		
a pályasíkhöz		6°68
Közepes pálya menti sebessége		1,025 km/s
Pálya excentricitása		0,0549
Pályasík hajlásszöge az ekliptikához		5°145
Felszíni nehézségi gyorsulása		1,628 m/s ²
Szökési sebesség		2,374 km/s
Albedó		0,07

Holdunk az éjszakai égbolt legfényesebb objektuma, amely teliholdkor eléri a $-12,7$ magnitúdós fényességet. (A magnitúdó részletes tárgyalását lásd a 4. fejezetben.) Már pusztán szemmel is megfigyelhető teliholdkor, hogy a Hold korongján nagyobb kiterjedésű, sötét foltok vannak, és hogy a Hold képét mindig ugyanolyannak látjuk. Utóbbi jelenség azzal függ össze, hogy a Hold keringése kötött, vagyis rotációs periódusa megegyezik sziderikus keringésidejével. Elvileg tehát a Hold felszínének mindig ugyanazt az 50%-át láthatja a földi megfigyelő. Gyakorlatilag a Hold „billögő” mozgása, librációja következtében felszínének 59%-át láthatjuk. A librációnak három különböző oka van. A *hosszúsági libráció* oka az, hogy a Hold perigeumban gyorsabban, apogeumban lassabban halad, míg saját tengelyforgása egyenletes marad. Ennek következtében hol a keleti, hol a nyugati peremen látunk túl, a közepes helyzethez képest maximálisan $7^{\circ}9$ -kal. A *szélességi libráció* azt jelenti, hogy a holdkorongot nem pontosan a pólusokig látjuk, hanem kissé azon túl is, mivel a Hold forgástengelye nem merőleges a pályasíkra. A *napi* vagy *parallaktikus librációt* az okozza, hogy a földi megfigyelő a nap folyamán a Föld forgása következtében más-más helyzetből nézi a Holdat. Az elmondottakból értelemszerűen következik, hogy a felszín 59%-át nem egyszerre láthatjuk.

A Holdra vonatkozó ismereteink az űrkitatás révén ugrásszerűen megszorodtak. Leglátványosabbak és igen sikeresek voltak az Apollo-holdutazások, de az automatikus űrszondák is nagyon jelentékenyen hozzájárultak a Hold megismeréséhez.

A Hold nappali oldalán a hőmérséklet 130°C (403 K), az éjszakai -150°C (123 K). Ilyen magas hőmérséklet, és a kicsiny szökési sebesség mellett természetes, hogy a Holdon nincs számottevő víz, de gyakorlati értelemben vett légköre sincs a Holdnak. A Hold légkörének sűrűsége átlagosan 10^{-20} g/cm³ körül van, tehát ritkább a legjobb földi (laboratóriumi) vákuumnál. Az Apollo-17 mérései szerint a holdlégkör főleg héliumból és argonból áll, koncentrációja nappal kb. 3000 atom/cm³. Az éjszakai alacsony hőmérsékleten azonban a hélium koncentrációja a húszszorosára növekszik, ugyanakkor az argon egy része a kőzetekhez adszor-

beálódik, és így a koncentrációja csökken. Mindkét légköri komponens radioaktív bomlásból származik, de emellett a légkör egy része a kőzetekből szabadul fel. A meteorok becsapódásakor a felszíni anyag egy része elpárolog, és a légkör alkotórészévé válik. Végül említésre méltó a szoláris szél is: ennek egy része bizonyos ideig megkötődik a felszín anyagán, de a későbbiekben szintén a légkörbe jut. Összegezve tehát megállapítható, hogy a holdlégkört több komponens is táplálja. Ennek ellenére a légkör sűrűsége — a napi ingadozástól eltekintve — nem változik, mert a Hold folyamatosan veszít a légköréből.

Különböző felbontásoknál más és más felszíni formációkat tanulmányozhatunk. Már kisebb nagytávú távcső segítségével is sokféle alakzat különböztethető meg a Hold felszínén: nagy, sötét medencék mellett világos színű fennsíkok és hegységek láthatók mindenfelé. A holdfelszín jellegzetességei között meg kell említenünk a kisebb-nagyobb méretű kráterek megszámlálhatatlan sokaságát, a sokfelé látható szakadékokat, és a némely kráterből kiinduló világos, sugaras szerkezetű vonalakat (3.1.1. és 3.1.2. ábra, melléklet).

Az említett sötét medencék nagy, 1000 km karakterisztikus méretű síkságok, amelyeket annak idején GALILEI tengereknek vélt. Az elnevezést ma is használjuk, noha tudjuk, hogy a Holdon nincsen víz. A síkságokat méretük szerint nevezték el: a legnagyobbak neve *tenger* (mare, oceanus), a kisebbeké *tengerből* (sinus), *tó* (lacus) vagy *mocsár* (palus). A tengereket gyakran lánchegységek veszik körül, amelyeket földi hegységekről neveztek el. Így pl. a *Mare Imbriumot* (*Esők Tengere*) az *Alpok*, az *Apenninek*, a *Kaukázus* és a *Kárpátok* veszik körül. E hegyek magassága több ezer méter, de a Holdon vannak 8-10 km magas hegyek is.

A Hold felszínén található kráterek mérete a néhány cm-es átmérőtől 200 km-ig terjed, sőt 1000 km-ig terjedőnek is tekinthetjük, ha a tengereket is, mint becsapódási struktúrákat, idesoroljuk. A kráterek legnagyobb része meteorok becsapódása révén keletkezett. Koruk elemzéséből kiderült, hogy a Hold röviddel a keletkezése után egy hosszan tartó és igen intenzív meteorbombázásnak volt kitéve. Tekintve, hogy a Hold nem kivételes helyzetű, szakemberek még az űrkorszak előtti időkben feltételezték, hogy ennek a meteorbombázásnak a nyomai a Naprendszer más bolygóin is megtalálhatók. Mint tudjuk, ez a Merkúr, a Vénusz, a Föld és a Mars esetében be is igazolódott.

Az intenzív meteorbombázás eredményeként a holdfelszíni kőzetek kisebb-nagyobb darabokra töredezték. E folyamat során létrejött talajréteget *regolit*-nak nevezzük. A mai holdbeli regolit tehát kőzetporból, a meteorok becsapódásakor keletkezett üvegszemcsékből, és olyan kőzettörmelék keverékéből áll, amelynek karakterisztikus szemcsemérete a mm törtrészétől a méterig terjed, és az egyes komponensek részaránya változó. A regolit tehát olyan holdtalaj, amely a becsapódási erózió hatására a kőzetből keletkezett, és ezért a regolitréteg vastagsága alapvetően a becsapódási kráterek sűrűségével arányos. Így nyilvánvaló, hogy nagyobb a regolit vastagsága a *Terra* nevű fennsíkokon, és vékonyabb a fiatalabb *Mare*-síkságokon. Az Apollo űrhajók leszállóhelyén más-más vastagságot mértek, pl. a *Mare*-síkságokon átlagosan 4 m vastagságú a regolit, de a *Descartes-fennsík*on 12 m vastag a homokszerű talaj, míg a *Mare Tranquillitatis* (*Nyugalom Tengere*) vidékén 3...6 m vastagságot mértek. A 12 m mélységig terjedő fúrásoknál kapott magok világosan mutatják a regolit rétegeztségét. A szemcsenagyságban és kémiai összetételben különböző rétegek egy-egy becsapódási eseményt reprezentálnak. A regolit vastagsága tehát egy-egy becsapódáskor szakaszosan növekedett, és az egyes rétegek keletkezése között viszonylag hosszú idő telt el. Ezalatt a gyakori mikrometeoritok becsapódása következtében a legfelső regolitréteg felszínén jellegzetes elváltozások jöttek létre, amelyek

révén az egyes rétegek jól megkülönböztethetők egymástól. Noha a regolit komponenseinek mérete igen tág határok között mozog (előfordulnak tíz méteres tömbök is!), a törmelék legnagyobb része 2 mm alatti szemcsékből áll. A szemcseméret gyakorisága (az átmérő függvényében) szimmetrikus eloszlást mutat, egy elég széles maximummal 40...800 mikrométer körül. Ez más szavakkal azt jelenti, hogy a regolit főleg a földi löszporhoz hasonló méretű porszemcsékből áll.

Az Apollo-program keretében végzett Holdra szállások kapcsán az űrhajósok mintegy négyszáz kg holdkőzetet hoztak a Földre (3.1.3 ábra, melléklet). Ezenkívül három szovjet Luna holdszonda is a Földre juttatott kőzetmintákat, így megismerhetjük a Hold kőzeteinek kémiai összetételét és korát. Valamennyi holdkőzet a Hold innenső oldaláról, főleg egyenlítői vidékekről származik. A kőzetmintákat itt a Földön nitrogénben tartják, hogy elkerüljék az oxigénnel vagy vízzel való reakciókat.

Az elvégzett laboratóriumi vizsgálatok azt mutatják, hogy a holdbeli tengerek területéről származó kőzetek bazaltos összetételűek. A különböző helyekről származó kőzetek között kémiai szempontból nem találhatók lényeges különbségek. Ezek a *Mare*-bazaltok leginkább a hawaii bazaltokhoz hasonlítanak.

Kurióznak számát a holdkőzetek között azoknak a kőzetmintáknak a csoportja, amelyet a KREEP akronimmal szoktak jelölni. Kristályos, főleg noritos összetételű breccsák és üreges szerkezetű minták is lehetnek KREEP-összetételűek. Az elvezetés az összetétel jellegzetességére utal: *K*álium, *R*are *E*arth *E*lements (ritkaföldfémek) és *P*hosphor (foszfor). A KREEP-ek igen magas radioaktív elemtartalommal is kitűnnek. Megjegyezzük, hogy KREEP-üvegek lényeges alkotórészei azoknak a világos sugárrendszereknek, amelyek némely kráterből, pl. a *Kopernikus*zból indulnak ki.

A 3.1. táblázatban 104 *Mare*-bazalt átlagos (%-os) összetételét hasonlítjuk össze Hawaii-ból származó bazalttal, és bemutatjuk a *Terra*-kőzetek és a KREEP elnevezésű kőzet jellemző kémiai összetételét.

3.1. táblázat. Holdkőzetek kémiai összetétele

Komponens	Mare-bazalt	Hawaii-bazalt	Terra-kőzet	KREEP-kőzet
SiO ₂	45,9	49,4	44,6	48,5
TiO ₂	2,4	2,5	0,2	1,6
Al ₂ O ₃	9,1	13,9	32,4	18,1
FeO	21,6	11,2	2,0	9,5
MgO	10,2	8,4	2,0	9,1
CaO	10,0	10,3	17,9	10,6
Na ₂ O	0,3	2,1	0,4	0,8
K ₂ O	0,1	0,4	0,1	0,6

Az összehasonlítás szerint a *Mare*-bazaltok a földihez képest szegényebbek alkáli elemekben és SiO₂-ban, de gazdagabbak vasban. Más kőzetminták még nagy titántartalommal is kitűnnek. Általánosságban megállapítható, hogy a *Mare*-bazaltok feketés-szürke kőzetek, amelyek főleg piroxénből, plagioklászából és ilmenitből állnak.

A tengereket borító kőzetek bazaltos jellegét már az űrkutatás kezdete előtt is feltételezték a szakértők. Annál nagyobb volt a meglepetés, amikor a kőzetminták elemzéséből az derült ki, hogy a *Terra*-kőzetek jelentékeny részben anortozitból állnak. Ez a világos kőzet a földi kőzetek körében eléggé ritkának számít, bár egyes feltételezések szerint az anortozit a Föld már megsemmisült ősi kérgének lényeges

komponense volt. Míg a *Mare*-bazaltok általában kristályos kőzetek formájában kerültek elő, addig a *Terra*-kőzeteket főleg mint breccsákat ismertük meg. A *Terrák* eredetileg kristályos kőzeteit ui. mechanikus behatások (pl. meteorbecsapódások) elpusztították, feldarabolták. A töredékdarabokat későbbi becsapódások alkalmával a felszabaduló hő ismét összeolvasztotta. Újabb szétDarabolódások, részbeni megolvadások és újrakristályosodások hozták létre azokat a kőzetanyag komplex jelenségeket, amelyeket breccsának nevezünk.

Összegezve azt mondhatjuk, hogy a Holdon megismert néhány tucat ásvány nagyon szegényesnek tűnik a Földön található mintegy 2000 ásványhoz képest. Ez azzal magyarázható, hogy mind a *Mare*-bazaltok, mind a *Terra*-kőzetek ugyanannak a magmának a differenciálódásából származnak, de közrejátszik a víz hiánya és a Hold redukáló környezete is.

A Hold felszínén nagy számban találunk szakadékokat. Hosszúságuk néha eléri a 100 km-t, szélességük 1-2 km. Gyakran képeznek bonyolult, elágazó szakadérendszerrel, amely néha éles kanyarokat is képez, sőt kráterekeket is összeköt egymással. Így pl. a holdbeli *Alpok*ban találunk egy feltűnő harántvölgyet, amely 130 km hosszú, és helyenként 10 km széles. Jól ismert alakzat a *Nagy Fal*, amely a *Mare Nubium* (*Felhők Tengere*) nyugati részén 100 km hosszú, kb. 300 m szintkülönbségű, teraszszerű képződmény formájában megdermedt lávából áll. A szakadékok tektonikus tevékenység következtében jöttek létre.

Az Apollo-űrhajósok több szeizmometert is elhelyeztek a Holdon. Ezek méréseiből tudjuk, hogy ma a Hold nagyon kis szeizmikus aktivitást mutat. Több év átlagában a Holdon naponta detektált rengések száma 1,3, míg a Földön naponta néhány százat regisztrálunk. A holdrengések száma nagyobb, amikor a Hold perigeumban vagy apogeumban van. Ezt a 14 napos periodicitást földi árapályerőkkel lehet kapcsolatba hozni. A rengések gyakoriságában kimutattak még egy 206 napos periodicitást is, amelynek valószínűleg szoláris eredete van. A rengések egy részét meteorbecsapódások okozzák. A rengések mind gyengék, a *Richter*-skálán csak nagy ritkán érik el a 3-as erősséget. A rengések epicentruma általában 600...1000 km között volt.

A holdkutatás mai eredményei alapján bizonyos, hogy a Hold sok vonatkozásban aszimmetrikus égitest. Feltűnő felszíni jelenség pl., hogy a Hold túlsó oldalán hiányzik a *Mare*-síkságok, amelyek a látható felszínnek kb. 1/3-át teszik ki. Maga a Hold sem forgásszimmetrikus test: tömegközéppontja kb. 3 km-rel közelebb van a Földhöz, mint geometriai középpontja. Szeizmológiai adatok szerint a Hold szilárd litoszférája mintegy 100 km mélységig tart, alatta kezdődik a képlékeny asztenoszféra. A litoszféra felső része a kéreg. Ennek vastagsága a látható oldalon a becslések szerint kb. 60 km, a túlsó oldalon kétszer olyan vastag. A kéreg azonban más a tengerek és más a *Terrák* alatt: míg a tengerek területén a mintegy 20 km-es bazaltréteg alatt 40...50 km vastag *anortozitos réteg* következik, addig a *Terráknál* a felső réteg 70...100 km vastagságú *gabbró* (mélységi magmás kőzet).

A Hold körül keringő űrszondák elszennvedett perturbációinak elemzéséből kiderült, hogy egyes kör alakú *Mare*-síkságok gravitációs anomáliákat mutatnak (pl. *Mare Imbrium*). A vizsgálatok szerint ezeket az anomáliákat a medencéket elöntő és ott megdermedt óriási bazalttömegek, mint „tömegkoncentrációk” okozzák, ezért elnevezték őket „mascon”-oknak, (*mass concentrations*). A masconok létezése azt mutatja, hogy abban az időben keletkeztek, amikor a holdkéreg már olyan szilárd volt, hogy nem jöhetett létre izosztikus kiegyenlítés.

A szeizmikus mérések alapján szakértők arra következtetnek, hogy a Holdnak egy olvadt állapotban levő magja van. Mérések szerint a Hold termikus fluxusa $2,8 \cdot 10^{-2} \text{ W/m}^2$, ami viszonylag kis érték, és ebből viszonylag kis folyékony magra

következtetnek. A gravitációs differenciálódás következtében a mag valamely nehezebb elemből, pl. vasból állhat. A Hold közepes sűrűsége túl kicsi ahhoz, hogy a mag teljesen vasból álljon. A kőzetvizsgálatok szerint azonban a Holdnak volt egy globális mágneses tere, amelynek mágneses indukciója a felszínen jelenleg csupán 10^{-9} T rendű, de a távoli múltban meghaladta a 10^{-6} T értéket. Ebből azonban a mag részleges vastartalmára lehet következtetni. A mért remanens mágnesség magyarázatára több, megerősítésre szoruló hipotézist javasoltak.

A holdkőzetek lehetővé tették, hogy megbízható kormeghatározásokat lehessen elvégezni. E célra a radioaktív bomláson alapuló módszereket alkalmazták. A kormeghatározások pontosságát azzal lehetett emelni, hogy olyan izotópokat választottak, amelyek hosszú felezési ideje lehetővé teszi milliárd év nagyságrendű korok meghatározását. Ezért főleg a K—Ar, a Rb—Sr, az U—Pb és a Th—Pb módszereket használták, és így biztosítani tudták a $\pm 0,05$ milliárd év pontosságot. A több, különböző *Terra*-vidékekről származó kőzetminták kormeghatározása szerint a holdkéreg kora 4,1—4,3 milliárd év, és az összes megvizsgált *Mare*-bazalt kora ennél kevesebb. A modernebb elképzelésekkel összhangban egyértelműen bebizonyosodott, hogy a különböző tengerek kora nem azonos. Így pl. *Mare Imbrium* (*Esők Tengere*) kora 300 millió évvel kevesebb, mint a kéregé, vagyis mintegy 3,8 milliárd évvel ezelőtt keletkezett. Nem sokkal később, vagyis 3,7 milliárd évvel ezelőtt jött létre a *Mare Tranquillitatis* (*Nyugalom Tengere*), míg a *Mare Foecunditatis* (*Termékenység Tengere*) kora csak 3,2 milliárd év, és csaknem vele egy időben keletkezett az *Oceanus Procellarum* (3.1.4. ábra, melléklet). A legfiatalabb és legidősebb tenger kora között tehát mintegy 500 millió év a különbség, ami azt is jelenti, hogy a meteorbecsapódások intenzív korszaka, amikor sok, és köztük igen nagy méretű meteorok is becsapódtak a Holdra, legalább félmilliárd évig tartott. A mai adatok birtokában tehát azt mondhatjuk, hogy a Hold kora kb. 4,6 milliárd év lehet, ha figyelembe vesszük, hogy a kormeghatározások végül is a kéreg korát adták meg, és mai ismereteink szerint a Hold keletkezésétől a kéreg kialakulásáig mintegy 500 millió évnek kellett eltelnie. Úgy is mondhatjuk, hogy a Föld és a Hold kora kb. azonos.

Az első Holdra szállások előkészítése idején számos szakértő a planetológiai kutatások Rozetta-kövének tekintette a Holdat, mondván: ha egyszer laboratóriumainkban analizálhatunk egy maroknyi holdkőzetet, abból megmondhatjuk, hogyan keletkezett a Naprendszer. Noha azóta hihetetlen mennyiségű új adat és információ birtokába jutottunk, még mindig nagyon messze vagyunk attól, hogy a Naprendszer keletkezését teljes egészében megmagyarázzuk, sőt: még a Hold keletkezésének is csak a főbb momentumairól van reális és igazolt elképzelésünk.

A tengerek különböző kora erősen valószínűsíti azt a feltevést, hogy rögtön a Hold keletkezését követő időkben a Hold igen intenzív meteorbombázásnak volt kitéve. Ez a korszak legalább 500 millió évig tartott. Időnként (nem ritkábban, mint 10^8 évenként!) egy-egy óriásmeteor (kisbolygó, üstökös) csapódott be a Hold felszínére. Az óriási test becsapódása erősen megsértette, vagy akár át is szakította a Hold fiatal kérget, és a keletkezett sérüléseken keresztül akkor, vagy későbbi vulkanikus tevékenység folyamán feltörő bazaltos anyagok előntöttek, feltöltötték a becsapódás környékét, a környéken található mélyedéseket, medencéket. Így keletkeztek a holdbeli tengerek.

Ezt az elképzelést nemcsak a kormeghatározások adatai támasztják alá, hanem a masconok létezése is, és az a tény, hogy a *Mare*-síkságokon felületegységenként nagyságrendekkel kevesebb kráter található, mint a *Terra*-vidékeken, amelyek a régebbi kérget reprezentálják.

A holdközetek kémiai és ásványtani elemzése alapján a Hold fejlődéstörténetét is fel tudjuk vázolni. Előre kell bocsátanunk, hogy a Hold keletkezési folyamatáról még ma sem tudunk semmi bizonyosat mondani. Kémiai szempontból lényeges különbségek vannak a Föld és a Hold között, így nem valószínű, hogy a Hold a Föld testéből szakadt volna ki. Így tehát lehetséges, hogy a Hold befogott égitest. Kémiai összetétele alapján azonban nem tekinthetjük befogott kisbolygónak. Van olyan elképzelés, amely szerint a Hold a Naprendszer belsőbb részeiben keletkezett, és a Föld a későbbiekben fogta volna be. Ezzel megmagyaráznánk az eltérő kémiai összetételt, de ilyen kaptáció (befogás) mechanikai szempontból igen ritka, tehát kevésbé valószínű esemény. Így többen hajlanak arra a feltevésre, hogy a Föld és a Hold egy időben, egymás környezetében, de inhomogén összeállással keletkezett, ami a kémiai különbséget megmagyarázná. Nagy a valószínűsége annak, hogy a Hold nem forró égitestként, hanem gravitációs kontrakció útján, kisebb, hideg darabokból állt össze.

A kialakult primer test a továbbiakban két nagy differenciálódáson ment keresztül. Mintegy 300 millió évig tartó folyamat során a Hold külső részei kb. 100 km mélységig annyira felmelegedtek, hogy meg is olvadtak. Az ehhez szükséges energiát egyrészt a radioaktív bomlás, másrészt a becsapódó meteortestek kinetikus energiája biztosította. Az olvadással eltűntek a Hold keletkezési folyamatára vonatkozó esetleges információk, és a gravitációs tér hatására bekövetkezett egy differenciálódás, amit egy kívülről befelé történő lehűlés zárt le. A differenciálódási folyamatban keletkezett a litoszféra, és annak külső része, a már említett anortozitos kéreg. Ez a kéreg a későbbi meteorbecsapódások során meg-megrepedt, így a mélyebben fekvő, tehát még folyékony anyag a felszínre törhetett. Ekkor kezdődött meg a második differenciálódás, amelynek vulkanikus jellege volt. Mindenfelé lokális olvadások, újrakristályosodások zajlottak, és a mélyből kidobódott anyagból eltávoztak az illékony anyagok, a megmaradt olvadék pedig szétterült. Ez a folyamat mintegy 3 milliárd évvel ezelőtt befejeződött, legalábbis a vulkáni tevékenységre utaló nyomok nem fiatalabbak ennél.

Az utóbbi 3 milliárd évben hasonló, nagyléptékű folyamatokról nincs tudomásunk. A Hold felszínét azóta szinte kizárólag a meteorok becsapódása alakítja, változtatja. Bár ez a felszínalakító hatás már nem oly intenzív, mint a Hold-történet első korszakában volt, mégis igen jelentékenynek kell tekintenünk, ha figyelembe vesszük, hogy olyan nagyméretű kráterek, mint pl. a *Kopernikusz-* vagy a *Tycho-kráter*, az utóbbi 1 milliárd évben keletkeztek.

A Holdról adott leírásunkat azzal zárjuk, hogy a holdkutatás rengeteg eredménye ellenére, sajnos, még igen sok nyitott kérdés maradt.

3.1.1.2. A Merkúr

A Merkúr adatai

Átmérője	0,38 Föld-átmérő	= 4878 km
Tömege	0,0553 Föld-tömeg	= $0,33 \cdot 10^{24}$ kg
Sűrűsége		5,44 g/cm ³
Közepes naptávolsága	0,39 CSE	= $57,91 \cdot 10^6$ km
Rotációs periódusa		58,646 nap
Sziderikus keringésideje		87,969 nap
Szinodikus keringésideje		115,9 nap
Egyenlítői sík hajlásszöge a pályához		7°
Közepes pálya menti sebessége		47,9 km/s
Pálya excentricitása		0,2056
Pályasík hajlásszöge az ekliptikához		7°004
Felszíni nehézségi gyorsulás		3,7 m/s ²
Szökési sebesség		4,3 km/s
Albedó		0,06

A Naphoz legközelebbi bolygó, amelynek naptávolsága az igen nagy excentricitás következtében 0,307 CSE és 0,466 CSE között, vagyis 24 millió km-rel változik, ami a közepes távolság 41 %-át teszi ki. Érthető, hogy már ez a tény is nagy hőmérséklet-ingadozásokat okoz a Merkúron.

Nagy napközelsége miatt földi megfigyelése igen nehéz, és a megfigyelhetőség időtartama mindig igen rövid. Az űrkutatók azonban lényegesen szaporította a Merkúrra vonatkozó ismereteinket, főleg a Mariner—10 űrszonda mérései és felvételei segítségével.

A Mariner—10 repülése során egész sor pályameghatározást végeztek, elsősorban nagy pontosságú *Doppler*-mérések alapján. E pályákból, ill. a kiszámított perturbációkból eddig soha el nem ért, 0,005%-os pontossággal sikerült meghatározni, hogy a Merkúr tömege 6 023 600-szor kisebb a Napénál (ez adja a táblázatbeli értéket). Ennek alapján adódott a korábban túlzottnak tartott 5,44 g/cm³-es sűrűségérték is. Melléktermékként meghatározták a Merkúr lapultságát is, ami 1/30 000-nek, vagyis a földi lapultság századrészének adódott (földi mérésekkel a Merkúr korongjának semmiféle lapultságát nem lehetett kimutatni!).

Korábban nagy volt a bizonytalanság a Merkúr rotációs periódusát illetően. A Mariner-felvételek segítségével ezt a kérdést is nagy pontossággal sikerült megoldani. Hosszú ideig kétséges volt, hogy milyen hosszú a nap a Merkúron, de 1965-ben, radarszillagászati mérések alapján bizonyossá vált, hogy a rotációs periódus $58,65 \pm 0,23$ nap, vagyis itt kb. 6 órás bizonytalanság maradt. E mérések figyelembevételével, korábbi csillagászati megfigyelésekből is levezethető volt egy 58,644 napos periódusérték. Dinamikai megfontolások alapján többen felhívták a figyelmet arra, hogy 2:3 arányú rezonanciáról van szó, ha figyelembe vesszük, hogy e periódus 3-szorosa jó közelítéssel a 87,969 napos keringésidő kétszeresét teszi ki. A Mariner-felvételekből levezetett periódus teljes mértékben igazolta ezt a feltevést. 47 felszíni alakzat árnyék hosszának változásaiából, pontos mérések alapján levezették, hogy a Merkúr rotációs periódusának értéke $58,6461 \pm 0,005$ nap (itt a bizonytalanság már kevesebb 10 percnél!).

Pályája egy részén a Merkúr elfedte a Mariner űrszondát. A fedés folyamán vett

rádiójelek elemzése lehetővé tette annak ellenőrzését, hogy a Merkúrnak valóban hiányzik-e a légköre, amint azt földi mérések alapján feltételezték. A fedés kapcsán végzett mérésekből határértékek vezethetők le az esetleges légkör sűrűségére, ill. az ionoszféra koncentrációjára. A mérések szerint a légkör felszíni nyomása kisebb 0,01 mbar-nál, vagyis köznapi értelemben nincs légköre. Ugyanakkor megállapították, hogy az ionoszféra ionkoncentrációja legfeljebb $100/\text{cm}^3$. Ebből viszont az következik, hogy a Merkúr esetleges ionoszférája nem terjedhet 100 km-nél magasabbra.

A Mariner—10 ultrabolya-spektrométerével elemezték a Merkúr éjszakai oldalán tapasztalt villogásokat. Ezek intenzitása időben változó, és feltevés szerint a nyomelemként kimutatott nemesgázok jelenlétével függ össze (ezek parciális nyomása 10^{-8} mbar). A hélium jelenlétét a spektrométer egyértelműen kimutatta, mégpedig lényegesen magasabb koncentrációban, mint a Hold „légkörében”. Amennyiben ennek a nemesgáznak az eredete a Merkúr kőzeteiben lejátszódó tórium- és uránbomlással függ össze, akkor a Merkúr kőzeteiben a két elem koncentrációjának a földihez hasonlóan kell lennie.

Igen érdekes eredményeket szolgáltatott az űrszonda infravörös-radiométerével végzett mérések is. A műszer lehetővé tette a Merkúr felszínének hőmérsékleti vizsgálatát, mégpedig 1 K pontossággal, és a távolságtól függően 10...50 km felbontással. A mérések szerint a hőmérséklet már egyetlen nap folyamán igen nagy változásokat mutat. Így pl. 1974. március 29-én, amikor a Merkúr aphéliumban volt, a szubszoláris (dél-) pontban a hőmérséklet 585 K (312°C) volt. Ez a délután folyamán már 460 K-re (187°C) csökkent, és éjszaka már csupán 150 K (-123°C) hőmérsékletet mértek. Ezekből a mérésekből adódik, hogy a naptávolság említett változásai miatt a déli hőmérséklet általában 570...700 K ($297...427^\circ\text{C}$) között változik, éjjel pedig akár 88 K-re (-185°C) is csökkenhet. Megjegyezzük, hogy a kapott adatok a felszín talajának legfelső, néhány cm-ére vonatkoznak. A Merkúr felszíni hőmérsékletének alakulása nagyon emlékeztet a Hold kőzeteinek termikus viselkedésére, ezért arra lehet gondolni, hogy a Merkúr felszínét alkotó kőzetek porozitása hasonlít a holdkőzetekéhez. A hőmérsékletmérések tanúsága szerint azonban a Merkúr felszíni kőzetei sem tekinthetők homogénnek, mivel a radiométer nagy számban talált ún. „hot spot”-okat, vagyis a környezetüknél lényegesen melegebb pontokat.

A Mariner—10 egyik legnagyobb eredménye volt, hogy felfedezte a Merkúr mágneses terét és magnetoszféráját, és tanulmányozta azt. Már 5,1 bolygósugárnyi távolságban a mérések nagyon határozottan kimutatták a bolygó magnetoszférája és a napszél kölcsönhatásaként kialakuló lökéshullám-frontot (orrhullám-frontot). Ugyanúgy, élesen kivehető volt a plazmapauza is, vagyis a forró plazmába való átmenet, míg a mágneses csóvában nagy számban találtak 1 keV energiájú, felgyorsult plazmaelektronokat. Az utóbbiaknak (a hélium mellett) nagy szerepe van a már említett éjszakai villogások létrejöttében. A mérések alapján nem lehetett eldönteni, hogy a Merkúrnak van-e saját sugárzási övezete. A magnetoszférában találtak ugyan nagy energiájú, 1 MeV-os elektronokat, de azt nem lehetett megállapítani, hogy a bolygó saját elektronjairól van-e szó, mivel ezek eloszlása kb. 2 sugárnyi távolságtól kezdve a legnagyobb közelítésig (328 km) egyenletesnek mutatkozott.

A magnetoszféra létezése nyilvánvalóvá tette, hogy a Merkúrnak a feltételezésekkel ellentétben, saját mágneses tere van. Az interplanetáris tér mágneses tere 1 CSE távolságban a Naptól kb. $6 \cdot 10^{-9}$ T, és a Merkúr távolságában átlagosan $2...4 \cdot 10^{-8}$ T-t lehet mérni. Ennek ismeretében a Mariner—10 méréseiből leválasztható volt egy, a Merkúrral kapcsolatos komponens, amely (750 km távolságban a Merkúrtól) kb. 10^{-7} T-nak adódott, s ez a felszínre extrapolálva mintegy $2 \cdot 10^{-7}$ T-nak felel meg (ez a földi egyenlítői $3 \cdot 10^{-5}$ T-hoz képest elég kevés!). A későbbi mérések is

megerősítették ezt az eredményt: az egyenlítőnél $3,5 \cdot 10^{-7}$ T, a sarkoknál $7 \cdot 10^{-7}$ T erősségű teret mértek. Így, ha dipólusjellegűnek tekintjük a Merkúr mágneses terét, annak dipólusmomentumára adódó érték $5 \cdot 10^{-12}$ T m³. Feltételezések szerint a Merkúr mágneses tere egy aktiv dinamómechanizmusnak köszönhető, de ez csak úgy lehetséges, ha a belsejében egy viszonylag nagy vas-nikkel mag van. A mag sűrűsége ezek szerint lényegesen nagyobb a bolygó átlagsűrűségénél. Számítások szerint a mag félsugárnyi távolságig terjedhet. A Merkúr felszíni rétegei, maximálisan 500 km vastagságban, valószínűleg szilikátokból állnak, és termikus tulajdonságaik alapján hasonlóak a Hold felszíni kőzeteihez.

A Mariner—10 felvételei azonban azt mutatják, hogy a Merkúr felszíni alakzatai is döbbenetesen hasonlítanak a Holdon találhatóéhoz. Talán a legszembetűnőbb az egyenlítői vidéken elhelyezkedő óriási becsapódás maradványa, az 1300 km átmérőjű *Caloris-medence* (3.1.5. ábra, melléklet). Részletesebb vizsgálat során feltűnik, hogy a kisebb kráterek olyan vonásokat mutatnak, mint a holdbeliek, csupán a kráterek jellemző vonásai nem ugyanolyan méretű kráterekhez kapcsolódnak, mivel a Merkúron a felszíni gyorsulás értéke $3,7 \text{ m/s}^2$, vagyis 2,3-szer akkora, mint a Holdon.

A kráterméret növekedésével itt is megjelenik a központi csúcs, majd a belső falakon teraszok látszanak, a központi csúcs is szerkezetet mutat, sőt a 130 km-nél nagyobb átmérőjű krátereknél már belső, koncentrikus gyűrűt is lehet találni. Általános szabály, hogy mindezek a morfológiai jellemzők a Holdon is megtalálhatók, de kb. kétszer akkora kráterátmérőknél (összhangban fenti megállapítással!). A kráterek mellett az egész felszínen található teraszok, párkányok, amelyek talán a kéreg összehúzódásakor keletkeztek. Ezek a redőgerincekre emlékeztető alakzatok igen változatosak, hosszuk 20...500 km között változik, magasságuk néha 2...3 km is lehet. Eredetük azonban nem teljesen tisztázott, de bizonyára fiatalabb képződmények, mivel kráterek és teljesen eltérő korú morfológiai alakzatokon haladnak keresztül (3.1.6. ábra-melléklet).

A nagy kráterek, medencék közötti térséget egyenletes síkságok töltik ki. Ezek tele vannak hintve 5...10 km átmérőjű, rendezettséget mutató, másodlagos kráterekkel. Találni azonban a Merkúron is olyan, kráterekkel sűrűn borított terepet, mint a Hold déli pólusának vidékén. Itt is a kráterek oly sűrűn vannak, hogy részben fedik egymást, és a kidobott felszíni takaró nem látható. Vannak a Merkúron olyan kráterek, medencék is, amelyeknél felfedezhetők a kidobott takaró nyomai: ezek általában idősebb alakzatok. Helyenként lineáris, 200...300 km hosszúságban terjeszkedő, völgyekkel szabdaltnak láthatók (3.1.7. ábra, melléklet). Ezek valószínűleg egy-egy medence keletkezésekor kidobott anyagból jöttek létre. Így pl. a *Caloris Montes* körül, mintegy 1000 km-es sávban, radiálisan elhelyezkedő völgyek alkotják a *Caloris Mintázatot*.

A holdbeli *Mare*-síkságok megfelelőit, bár kisebb számban, a Merkúron is meg lehet találni. Itt nem olyan feltűnőek, mint a Holdon, mivel albedójuk nem mutat oly hirtelen különbséget a környezethez képest, mint a *Mare*-síkságoké. Eredetük még nem tisztázott, de vannak jelek, amelyek arra utalnak, hogy a becsapódáskor a felszínre ömlő anyagból keletkeztek.

A holdbeli *Tycho*- és *Kopernikusz*-kráterekhez hasonló alakzatokat a Merkúron is lehet találni. Ezekből radiálisan, több száz km-es távolságig terjedő sugarak, sávok indulnak ki. Feltehető, hogy éppen ezek a legfiatalabb kráterek a Merkúron, mivel a belőlük kiinduló sugarak minden másfajta formáción zavartalanul keresztülhaladhatnak.

A felszíni alakzatok részletes elemzéséből megállapítható, hogy a Merkúr felszíni alakzatainak nagy részét egy intenzív meteorbombázással jellemezhető korszak ala-

kította ki. Az is bizonyos, hogy szép számmal vannak vulkanikus eredetű alakzatok a Merkúr felszínén. Joggal feltételezhető, hogy a meteorbombázás, és vele együtt a nagyobb medencék keletkezése a Holdon és a Merkúron ugyanabban az időintervallumban zajlott le, tehát mintegy 3-4 milliárd évvel ezelőtt. Az űrszondás felvételeken még részletesebb vizsgálat után sem tudták kimutatni az atmoszférikus erózió nyomait. Ezért nagyon valószínű, hogy a Merkúrnak nem volt, vagy már nagyon régen nincsen jelentékeny légköre. Szakértők abban is egyetértenek, hogy a vulkanikus eredetűnek tartott képződmények a fenti kornál fiatalabbak, és nem mind egykorúak. Keletkezésükkel kapcsolatban feltételezik, hogy a Merkúr a meteorbombázások korszaka után átélt egy vagy több belső felmelegedési időszakot, amely vulkanikus tevékenységgel járt együtt.

3.1.1.3. A Vénusz

A Vénusz adatai

Átmérője	0,948 Föld-átmérő	= 12 104 km
Tömege	0,8148 Föld-tömeg	= $4,87 \cdot 10^{24}$ kg
Sűrűsége		5,23 g/cm ³
Közepes naptávolsága	0,723 CSE	= $108,21 \cdot 10^6$ km
Rotációs periódusa		242,98 nap
Sziderikus keringésideje		224,7 nap
Szinodikus keringésideje		583,92 nap
Egyenlítői sík hajlásszöge		
a pályasíkhoz		2°
Közepes pálya menti sebessége		35,05 km/s
Pálya excentricitása		0,0068
Pályasík hajlásszöge az ekliptikához		3°4
Felszíni nehézségi gyorsulása		8,83 m/s ²
Szökési sebesség		10,4 km/s
Albedó		0,76

A táblázat adatai szerint kedvező esetben a Vénusz 42 millió km-re is megközelítheti a Földet. Ilyenkor maximális fényessége eléri a -4 magnitúdót, és így mondhatjuk, hogy a Nap és a Hold után ez a legfényesebb égitest, amely akár pusztá szemmel is megtalálható a nappali égbolton. Ennek ellenére, földi megfigyelésekkel, még a legnagyobb távcsövek segítségével sem látható a felszíne, mert a bolygót vastag felhőtakaró borítja. Jól kivehető viszont, hogy a Holdhoz hasonlóan hol keskeny sarlónak, hol szabályos korongnak látszik a távcsőben. A Vénusznak ezeket a fázisváltozásait KOPERNIKUSZ a Nap körüli keringés bizonyítékeként megjósolta, bár távcső hiányában bemutatni nem tudta (később GALILEI jegyezte fel elsőként a Vénusz fázisváltozásainak tényét).

A vastag felhőtakaró látható fényben semmiféle szerkezetet nem mutat, ezért földi optikai megfigyelésekből a Vénusz rotációs periódusát sem lehetett meghatározni. A radarcsillagászat kifejlődésével évszázadunk hatvanas éveiben végre sikerült kimutatni, hogy a Vénusz tengelyforgási ideje 243 nap. Ez az eredmény nemcsak azért keltett feltűnést, mert lényegesen hosszabb, mint bármelyik bolygóé (ha a Merkúrtól eltérünk, akkor a Vénusz tengelyforgása 2 nagyságrenddel lassúbb, mint a többi

bolygóé!), hanem azért is, mert retrográd irányú, vagyis ellenkező irányú, mint a többi bolygóé. Így tehát a Vénusz egén a Nap nyugaton kel, és keleten nyugszik, és a Nap két delelése között 118 földi nap telik el.

Egyedül az űrkutatásnak köszönhető, hogy ma már sok mindent tudunk a Vénusz-ról. Az első űrszonda, a Venyera—1 1961 februárjában indult a Vénusz felé, azóta űreszközök hosszú sora vizsgálta a bolygó környezetét, elemezte légkörét, talaját, és televíziós képek révén ismertük meg felszínének egy-egy részletét. A radar-altimetria módszereivel és az oldalra néző lokátorok radarfelvételeivel ma már a Vénusz felszíni alakzatait is feltérképeztük. A Vénusz-kutatás legnevezetesebb időszaka volt 1978 decembere, amikor 10 űrszonda szinte egy időben vizsgálta a bolygót és környezetét, és ezek közül 6 leszálló egység még a bolygó felszínéig is lehatolt. Mindezek a vizsgálatok azt eredményezték, hogy ma már nem olyan ismeretlen a Vénusz, mint 15 évvel ezelőtt volt.

A Pioneer—Venus—1 radar-altiméteres mérései és földi radarmérések alapján meglehetősen részletes képünk van a Vénusz felszínéről, az átlátszatlan felhőtakaró ellenére. A bolygó felszínének mintegy 60%-a síma, vagy lágyan hullámzó síkságokból áll, és ezeken a maximális szintkülönbségek alig érik el az 1000 m-t. Az altiméter 10 km-es felbontású képei szerint a síkságokon számos nagyobb, 400...600 km átmérőjű kráter található. Ezek domborzata nagyon lapos, pl. a krátérsánc-peremek magassága csupán 200...700 m. Az említett síkságok együttese kontinensszerűen az egész bolygóra kiterjed, és első közelítésben egy 6050 km sugarú gömböt határoz meg, amit a Vénusz referenciafelületének lehet választani. Szemléletes képet kapunk, ha a további magassági adatokat erre a felületre vonatkoztatjuk. Így pl. megállapítható, hogy a Vénusz felszínének csupán 16%-a fekszik mélyebben a nullaszintnél, míg 24%-a általában legalább 1 km-rel magasabb, mint a referenciaszint.

A mélyebben fekvő „óceánokban” nincsen víz, és nem találták nyomát a földihez hasonló óceáni hátságoknak, vagy a kéreg folyamatos újjáalakulásának. Egyes szakértők szerint a Vénusz kérge vastagabb a földinél, és ezzel magyarázható, hogy ott nem lép fel lemeztektonika. A kéreg alsó része valószínűleg bazaltszerű kőzet, amely az óriási kontinensen valamely könnyebb kőzettel van befedve. A Venyera—8 mérései szerint, a kőzet radioaktív elemtartalma alapján, valószínűleg gránitról van szó.

A kontinensen több magas fennsík is van. Közülük legnagyobb a *Terra Aphrodite*, amely kb. fele akkora, mint Afrika, kelet—nyugat irányú kiterjedése 9600 km, és súlypontjával kissé a déli féltekére húzódik. (Az IAU nomenklatúrával foglalkozó csoportja azt javasolta, hogy a nagyobb alakzatokat a különböző kultúrkörök istenőiről nevezzék el, míg a krátereknek adják történelmileg híres nők nevét. E szabálytól néhány korábbi elnevezés eltér.) A *Terra Aphrodite* nyugati részei megközelítik a 9000 m-t, de még az alacsonyabb, keleti részek is 4300 m-re emelkednek a nullaszint fölé. Itt, a keleti részen hatalmas völgyszakadékokat is találtak. Ezek hossza és szélessége legalább akkora, mint a marsbeli *Valles Marineris*é, mélységük mintegy 3 km.

Az északi szélesség 65° környékén van a Vénusz egy másik, jelentékeny fennsíkja, a *Terra Ishtar*. Ezt már földi radarmegfigyelések alapján felfedezték: nyugati része a radarképeken „sötét” terület, míg keleti részei világos képet mutatnak. Az altiméteres mérések alapján tudjuk, hogy Tibetnél kétszer nagyobb területű fennsíkról van szó, amely meglehetősen síma, átlagosan 3300 m magas. Három oldalról viszonylag magas hegységek határolják: nyugaton a 6000 m-ig emelkedő *Akna Montes*, északon a 9000 m magasságig nyúló *Freyja Montes*. Legmagasabb a MAXWELLTŐL elnevezett keleti rész: a *Maxwell Montes* csúcsa 11,8 km magas.

A kezdeti, földi radarmérések alapján az északi szélesség 30° táján talált „világos”

területet *Beta Region*nak nevezték el. Itt két hatalmas, észak—déli irányban elnyúló, 2100 km kiterjedésű pajzsvulkánt találtak. Mindkettő kb. 4000 m magas. Az északi oldalon elhelyezkedőt *Theia Mons*nak, a délit *Rhea Mons*nak nevezték el. Bár egyik vulkán sem mutat jelenleg aktivitást, vulkanikus jellegüket a *Beta Regio* keleti határán leszállt Venyera—9 és —10 mérései megerősítik: az általuk mért radioaktív elemgyakoriságból szakemberek a leszállóhely kőzetét bazaltnak minősítették.

Végül megemlítjük a már régóta ismert *Alpha Regiot*, amely a földi radarmérések szerint „durva” felszínű. Az altiméteres mérések szerint ez, a 25° déli szélesség környékén elterülő terület átlagosan 1800 m magas, és rajta sok, egymást keresztező törésvonal található.

A Vénusz felszínén az eddigi módszerekkel sehol sem tudtak kimutatni 4-5 km-nél kisebb krátereket. Ezt minden bizonnyal a vastag, sűrű légkör számlájára kell írni, amely csak a 100 m nagyságrendű átmérőt elérő meteorokat enged a felszínre jutni, ezek azonban már nagyobb becsapódási krátereket hoznak létre.

Az űrszondák mérései alapján már eléggé pontosan ismerjük a Vénusz talajának kémiai összetételét. Így pl. a Venyera—13 és —14 leszállóhelyén a röntgenfluoreszcencia-spektrométer mérései alapján az összetételt (tömeg %-ban) a 3.2. táblázat szemlélteti.

3.2. táblázat. A Vénusz talajának kémiai összetétele a Venyera—13 és Venyera—14 mérései alapján

Komponens	Venyera—13	Venyera—14
SiO ₂	45,1 ± 3,0	48,7 ± 3,6
Al ₂ O ₃	15,8 ± 3,0	17,9 ± 2,6
MgO	11,4 ± 6,2	8,1 ± 3,3
CaO	7,1 ± 0,96	10,3 ± 1,2
FeO	9,3 ± 2,2	8,8 ± 1,8
K ₂ O	4,0 ± 0,63	0,2 ± 0,07
TiO ₂	1,59 ± 0,45	1,25 ± 0,41
MnO	0,2 ± 0,1	0,16 ± 0,08

A két űrszonda a déli félteke egyenlítői vidékén, egymástól csaknem ezer km távolságra szállt le. Ennek ellenére igen hasonló kémiai összetételt mutat a talaj. Az űrszondák egyébként felvételeket is készítettek a leszállóhelyek környezetéről, és azokat a Földre továbbították. (Az első, más bolygón készült felvételeket az 1975-ben a Vénuszra leszállt Venyera—9 és —10 továbbította a Földre). A Venyera-űrszondák képei a vastag felhőtakarón átszűrődő fény mellett készültek, annak ellenére, hogy a felszínre a napfénynek csupán 1-2%-a hatol le. A képeken mintegy 50 m távolságig lehet részleteket megkülönböztetni. Minden felvétel hasonló abból a szempontból, hogy valamennyin sok kőzetdarab látható, és viszonylag nagy szemcsészetű talaj. Egyes felvételeken több talaj-, ill. kőzetréteget lehet megkülönböztetni. A nagyobb kőzetdarabok 30...60 cm-esek. A Venyera—10 leszállóhelyén pl. egy viszonylag sík talajon, kisebb kiemelkedések láthatók, a talajt viszonylag finom szemcsészetű anyag képezi. Ez valószínűleg a forró talaj és légkör kölcsönhatásából származik. A talajszinten ui. igen magas hőmérséklet uralkodik: valamennyi eddigi mérés 450...500 °C (!) közötti hőmérsékletet mutatott és 90 bar feletti légnyomásértékeket. A kőzetek általában sötét színűek, de helyenként világosabb részek is láthatók. Érde-

kes, hogy a Venyera—9 panorámaképen szép számmal vannak olyan kőzetdarabok, amelyeket éles élek és sarkok határolnak. Ilyen kődarabok földi körülmények között vulkanikus folyamatok során keletkeznek. Bár mindkét leszállóhelyen található kőzetek geológiai szempontból fiatalnak tekinthetők, a Venyera—9 leszállási helyén található kőzetek fiatalabbak, mint a másik helyen levők. Mérések szerint a felszíni kőzetek sűrűsége $2,7...2,9 \text{ g/cm}^3$ körül van, ami a kémiai elemzésekkel összhangban földi bazaltéhoz hasonló kőzetekre utalhat. Más kémiai elemzések is arra utalnak, hogy a Vénusz felszínének több helyén magmatikus eredetű kőzetek vannak. Ezek múltbeli vulkanikus tevékenységet valószínűsítene. Újabban azonban jelenkori vulkanizmusra utaló mérési eredményekről is kaptunk hírt.

Az 1978-ban a Vénuszhoz érkező, és azóta a bolygó körül keringő Pioneer—Venus—1 űrszonda az első mérési sorozatokban 50-szer akkora kén-dioxid-koncentrációt mért, mint a korábban, más szondák által mért érték. Az azóta folyamatosan végzett mérések szerint a Vénusz légkörében az utóbbi 6 évben ez az SO_2 -koncentráció rohamosan csökkent, és ma (1986) már az 1978. évi érték 10%-ára csökkent. Ezzel egy időben arányosan csökkent a felhőzetben található kénsav koncentrációja is. Amerikai szakemberek ezt úgy értelmezték, hogy a Pioneer—Venus—1 űrszonda odaérkezése előtt a Vénuszon egy hatalmas vulkánkitörés történt, és ennek során nagy mennyiségű kénvegyület oly nagy erővel dobódott ki a vulkánból, hogy az a sűrű felhőtakarón keresztülhatolva feljutott mintegy 70 km magasságig, ahol az űrszonda műszerei a jelenlétét kimutatták, ill. koncentrációját megmérték.

A jelenkori vulkáni tevékenység másik megnyilvánulását mind a szovjet, mind az amerikai űrszondák észlelték. A Vénuszra való leszállás közben ui. kb. 12 km magasságban mindegyik szonda olyan elektromos kisüléseket észlelt, amilyenek pl. egy plazmarétegen való áthaladáskor léphetnének fel. A dolog eleinte titokzatosnak tűnt, mivel a Vénusz légkörében az ismert fizikai körülmények mellett nem lehet plazma. De mivel az űrszondák egymástól távoli helyeken mutatták ki a jelenséget, annak kiterjedt voltára is kellett gondolni. A kisülésszerű jelenség tanulmányozását elősegítette, hogy vele kapcsolatban kisméretű rádióhullámok keletkezése és terjedése volt megfigyelhető. Űrszondás és földi rádióátvívóes megfigyelésekkel sikerült behatárolni a fő rádióforrásokat. Kiderült, hogy a jelenség két fő központja a *Beta Regio* és a *Phoebe Regio* masszívumának környéke. Éppen ezeken a helyeken erős gravitációs anomáliák is vannak, és ilyen anomáliák földi viszonylatban fiatal vulkáni tevékenységhez is kapcsolódnak. Szakemberek úgy vélik, hogy a *Beta Regio* két nagy pajzsvulkánja, a *Theia Mons* és a *Rhea Mons* ma is működő vulkán, és hasonlóan fiatal vulkánok vannak az *Alpha Regio* területén. Ezzel szemben a *Maxwell Montes* minden bizonnyal már régóta nem aktív vulkán. A jelenséggel kapcsolatos villámások magyarázata ily módon igen egyszerű: a feltörő füstoszlopban keletkező dörzsölési elektromosság okozza a kisüléseket, amelyeket földi viszonylatban már régen ismerünk a kitörés kísérő jelenségeként.

A Vénusz légkörében található SO_2 -tartalom alapján lehetséges, hogy a Vénusz vulkanikus tevékenysége 40-szer intenzívebb a földinél. Ez arra utal, hogy sok hasonló vonás mellett a bolygó belső szerkezete eltérhet a Földétől. Ezt megerősítik a Vénusz mágneses terével kapcsolatos meggondolások is.

Elsősorban a Venyera-szondák mutatták ki, hogy ha van a Vénusznak mágneses tere, akkor annak dipólusmomentuma kisebb $3 \cdot 10^{11} \text{ Tm}^3$ -nél. Ezt az eredményt az amerikai űrszondák mérései is megerősítették, és ez azt jelenti, hogy a Vénusz mágneses tere a földinél legfeljebb 10^{-4} -szeresét teszi ki. Elméletileg ez az igen kicsiny télerősség azzal is magyarázható volna, hogy a Vénusz egy átpolarizálódási folyamat közepénél tart. Egy bolygó mágneses terével kapcsolatos információk

alapján következtetéseket lehet levonni annak belső felépítésére, de ugyanakkor a mágneses tér létrejöttét magyarázó dinamoelmélet használhatóságával kapcsolatban is. Így pl. a Merkúr mágneses tere nem is egyeztethető össze a klasszikus dinamoelmélettel. Manapság egyre inkább úgy tűnik, hogy egy bolygó rotációja és mágneses tere közötti összefüggés nem vezethető vissza egyedül a bolygó belső felépítésére, további mélyebb kapcsolatokat kell feltételeznünk.

A vázolt nehézségek ellenére a szakértők mégis feltételezik, hogy a Vénusz belső felépítése a Földéhez hasonlít. Ha a két bolygó a szoláris ősködnek ugyanabból a tartományából származik, akkor joggal feltehető, hogy kémiai összetételük is hasonló. A Vénusz tömege és sűrűsége is hasonlít a Földéhez, így logikusnak tűnik az a feltételezés, hogy testvérbolygónknak is van egy folyékony magja, amelyet egy köpeny vesz körül, és legkívül egy sziklás anyagból álló kéreg határolja. Kiindulva a Vénusz igen magas felszíni hőmérsékletéből, belső hőmérséklete is bizonyára magasabb, ami azzal jár együtt, hogy a bazaltszerű anyagok, amelyeknek jelenlétét a Venyera-űrszondák kimutatták, már 30...40 km mélységben elérik olvadáspontjukat. A Vénusz kérgét tehát a szakemberek sokkal vékonyabbnak feltételezik, mint a kicsiny Mars 50...150 km-re becsült vastag kérgét. Az okoskodásban mégis valami hibának kell lennie. Ha ui. a fenti feltételezések igazak volnának, akkor a Vénusz kérge nem viselne el 3000...4000 m-nél magasabb hegységeket. Már pedig topográfiai leírásukból már kiderült, hogy ez nem így van. A kérdést azzal zárhatjuk, hogy vannak ugyan elképzeléseink a Vénusz belső szerkezetéről, de ezek spekulatívak, és megerősítésre szorulnak.

Már 1967 óta, a Mariner—5 méréseiből tudjuk, hogy a Vénusznak mind a nappali, mind az éjszakai oldalán egy kiterjedt ionoszféra létezik. Mérhető mágneses tér hiányában a napszél a bolygó légkörébe akadálytalanul behatol, a felszíntől számított 1000...400 km-ig. Átlagos körülmények mellett kb. 400 km magasságban van az ionoszféra határa, az *ionopauza*. (Az ionopauza az a szint, amely fölött az ionkoncentráció $100/\text{cm}^3$ érték alá esik. A földi ionoszféránál ez a fogalom nem használatos.) Az ionopauza magassága a napszél intenzitásától függ. Így pl. a Pioneer—Venus—1 űrszonda mérései szerint 1978 decemberében, miközben a napszél sebessége 500 km/s-ról 250 km/s-ra csökkent, az ionopauza magassága 250 km-ről 1500 km fölé emelkedett! Amikor azután egy napkitörés kapcsán a szoláris plazma 600 km/s sebességgel áramlott a Vénusz felé, a mintegy tízszeresére növekedett nyomás következtében az ionopauza ismét leszállt 250 km-re.

A Vénusz ionoszférájában egészen kb. 180 km magasságig domináns szerepet a molekuláris oxigénion játszik, míg a légkör fő összetevőjéből származó CO_2 -ionoknak teljesen alárendelt szerepük van, főleg nagyobb magasságokban. Valószínű, hogy a CO_2 -ionokat az ultrabolya sugárzás igen hamar disszociációra készíti. A maximális ionsűrűség 145...150 km magasságban van, maximálisan $2 \cdot 10^4$ elektron/ cm^3 koncentrációval (a földi ionoszférában a maximális koncentráció 250...300 km között van és 1-2 nagyságrenddel nagyobb).

Az említetteken kívül a Vénusz ionoszférájában kisebb mennyiségben kimutattak még CO -, N -, He -, Fe -, Mg -ionokat is. Hasonlóan a földi ionoszférához, itt is magasabb az elektron-hőmérséklet, mint az ionok hőmérséklete. Meglepetést az okozott, hogy mindkét hőmérsékletfajta magasabb a földi értékeknél, vagy a modellekben feltételezettekénél. Így pl. 400 km magasságban a földi ionoszféra elektron-hőmérséklete kb. 2000 K, ezzel szemben a Vénusz ionoszférájában ott 4000 K-t mértek. A magyarázat az, hogy a hiányzó mágneses tér miatt a töltött részecskékből álló napszél sokkal intenzívebben, közvetlen kontaktus révén tudja felfűteni az ionokat (a földi mágneses tér ilyen szempontból árnyékoló hatást fejt ki).

A nappali oldalon, mintegy 350...500 km között az űrszondák az elektronkoncentráció hirtelen csökkenését regisztrálták, ami bizonyára a planetáris plazmáról az interplanetárisra való átmenetet jelenti. A mérési adatok szerint ebben a tartományban egy kvázilökéshullám alakult ki a napszélnek a felsőléggörrel való kölcsönhatásából. Az éjszakai oldalon viszont az ionoszféra csóvaszerűen kinyúlik. A csóva hossza szintén a napszél intenzitásától függ. Volt olyan időszak, amikor a csóva 3500 km-ig terjedt (Mariner—5), viszont a későbbiekben még 700 Vénusz-sugárnyi távolságban is kimutatható volt a csóva (Mariner—10). Látható, hogy sok vonatkozásban a Vénusznál az ionoszféra a magnetoszférához hasonlóan viselkedik.

Áttérve a Vénusz légkörére, úgy kapunk szemléletes képet, ha a megfelelő paramétereket a földiekhez viszonyítjuk. Ismeretes, hogy az alsó és a felső léggör határa a *turbopauza*, amely fölött a léggör komponensek atomtömegük szerinti rétegekben rendeződnek el, legalul a legnagyobb atomtömegű komponenssel. A turbopauza alatt viszont a léggör homogén összetételű keveréket alkot, különböző keveredési folyamatok következtében. A turbopauza magassága a Földön kb. 100 km, ezzel szemben a (kisebb) Vénuszon kb. 145 km magasságban található.

Tekintsük először az alsóléggör kémiai összetételét. 3.3. táblázatunk a 24 km magasságban, $17,7 \pm 0,2$ bar nyomás esetén mért értékeket adja meg.

3.3. táblázat. A Vénusz légkörének kémiai összetétele

Komponens	Koncentráció [%]
CO ₂	96,4
N ₂	3,4
H ₂ O (gőz)	0,135
SO ₂	0,000 2
O ₂	0,000 07
He	0,000 2
Ar	0,000 02
Ne	0,000 005

3.4. táblázat. Különböző űrszondák hőmérséklet- és nyomásmérései a Vénusz különböző helyein

Szonda	Hely, szél./hossz.	Rel. magasság [m]	Hőmérséklet [K]	Nyomás [bar]
Souder	4°/304°	0	731	90,3
North	60°/1/4° 4	+ 730	721	86,2
Day	- 32°/4/318° 4	- 210	729	91,5
Night	- 27°/4/56° 7	- 720	732	94,5

Ugyanezen a napon, 1978. december 9-én, a Vénusz négy különböző pontján leszállt léggöri szondák (Pioneer—Venus—2) a következő, 3.4. táblázat szerinti felszíni hőmérsékletet és nyomást mérték.

Látható az adatokból, hogy a felszíni hőmérsékleti adatok egymástól több ezer km-re levő pontok esetében is csaknem azonosak, és hogy a légnyomás értéke a ma-

gassággal gyorsan változik. Hosszú mérési sorozatok is hasonló eredményeket adtak, és megállapítható, hogy a Vénusz nappali és éjszakai oldala között alig 1—2 fokok hőmérséklet-különbség mutatkozik.

A rendkívül magas hőmérséklet magyarázatára már kezdettől fogva üvegházhatás létezését tételezték fel, amelyet a légkör nagy CO_2 -tartalmával hoztak kapcsolatba. 1979-től kezdve, a már említett űrszondák eredményes tevékenysége következtében, rendelkezésünkre áll sok ezer mérési adat a hőmérséklet és a nyomás vertikális eloszlására, az abszorbeált fény mennyiségére, a légkör kémiai összetételére, és a felhőzet szerkezetére vonatkozóan. A mért adatok lehetővé tették modellszámítások elvégzését, és ezek alapján ma már bizonyos, hogy az üvegházhatás egyedül is magyarázatul szolgálhat az észlelt magas felszíni hőmérséklet keletkezésére, tehát nem kell egyéb jelenségeket járulékosan feltételezni.

A mérések szerint a Vénuszt elérő sugárzás 75%-a a felhőzetről és légkörről visszaverődik. A maradék 25%-nak mintegy 60%-át a felhőzet nyeli el, további 15-15%-át a légkörnek a felhőzet feletti és alatti része abszorbeálja, és így csak 10%-ot vesz fel a Vénusz talaja. A felszíni talajréteg ily módon felmelegszik, és az elnyelt energiát hosszúhullámú hősugárzás formájában adja le. Ez utóbbi azonban a sűrű légkörről alig tud áthatolni. A légkör pontos összetételének ismeretében ma már tudjuk, hogy a hő elnyelésében a szén-dioxidon kívül más komponensek is lényeges szerepet játszanak: a hő 55%-át elnyeli a CO_2 , 25%-át a vízgőz, 15%-át a felhőzet és az azt határoló páraréteg, míg a maradékot az SO_2 .

Megjegyezzük, hogy a Vénusz hőháztartásával kapcsolatban elvégzett modellszámításoknak nemcsak elméleti jelentősége van, hiszen alapul szolgálhatnak a földi légkör további fejlődésének megítéléséhez. Amint tudjuk, a fosszilis tüzelőanyagoknak energiatermelésre való felhasználásával, és erdők nagymérvű kiirtásával párhuzamosan a földi légkör CO_2 -tartalma jelentékenyen megnövekedett. Becslések szerint a légkör CO_2 -tartalma az utolsó 80 évben 15%-kal növekedett, és a következő 60 év alatt akár meg is kétszereződhet. Ez már egy kezdeti üvegházhatás fellépésével járna, amely a troposzféra hőmérsékletét 2...4 K-nel megemelné. Egy ilyen kis hőmérséklet-növekedés még nem tűnik katasztrofálisnak, de már ez is globális klímaváltozásokat idézne elő, és az óceánok szintje is megemelkedik. Érdemes tehát a földi légkör változásainak tendenciáját figyelni.

Áttérve a Vénusz felsőlégkörére, emlékeztetünk rá, hogy az kb. 144 km magasságban (a turbopauzánál) kezdődik. A mérések szerint a légkör legkülső tartománya, az *exoszféra*, ahonnan a könnyebb molekulák már nagyobb számban szökhetnek el, a Vénusznál már 160 km magasságban kezdődik (a földi légkörben közepes naptevékenység mellett az exobázis még csak 550 km-nél kezdődik!). Így tehát a felsőlégkörnek ez a karakterisztikus tartománya a Vénusznál 30-szor keskenyebb, mint a földi légkörben. Ezt tükrözi pl. a sűrűség vertikális csökkenése is: 125 km magasságban a sűrűség 10^{-10} g/cm³ nagyságrendű, de 250 km-nél már csak 10^{-15} g/cm³, vagyis ilyen rövid intervallumon 5 nagyságrenddel csökken, míg a földi légkörben ugyanez a csökkenés legfeljebb 3 nagyságrendet tesz ki.

A felsőlégkör összetétele természetesen változik a magassággal. Egészen 130 km-ig a CO_2 dominál, de innen 150 km-ig már a hélium is mérhető mennyiségben van jelen: $6 \cdot 10^9$ CO_2 -molekulára jut $5 \cdot 10^6$ /cm³ He-molekula, vagyis a részaránya már tizedszázalékokat tesz ki. A 150...250 km-es tartományban az atomi oxigén dominál, és a CO_2 -höz képesti aránya a vártnál nagyobb. Ugyanakkor a növekvő héliumkoncentráció mellett a légkör összetételében szerepet játszik a nitrogén, szén-monoxid, atomi oxigén és a nemesgázok. A légkör felsőbb tartományaiban egyre inkább a hé-

lium kerül túlsúlyba, és pl. 700 km magasságban már szinte kizárólag azt mértek a műszerek.

A légkör hőmérsékletét sok űrszonda mérte, és ezekből a mérésekből a vertikális profil jól kirajzolódik, bár — ahogy a földi légkörnél is — a konkrét értékek mutatnak bizonyos (bizonyára évszakos, vagy naptevékenységgel kapcsolatos) változásokat. Az 1978. decemberig végzett mérések szerint a felszíni hőmérséklet átlagértéke 770 K (497 °C). Felfelé haladva a hőmérséklet csaknem lineárisan csökken a felhőzet alsó határáig, és 50 km-nél a hőmérséklet kb. 320 K (47 °C). Efölött a hőmérséklet-csökkenés gradiense már kisebb, és kb. 105 km-nél érjük el a minimális hőmérsékletet: kb. 130 K (–143 °C). Innentől kezdve a hőmérséklet a magassággal kb. az exopauzáig nő, és eléri a 350...700 K közötti exoszférikus értéket.

A légnyomás a felszínen átlagosan 90 bar. Felfelé haladva eleinte rohamosan, majd egyre lassabban csökken, így pl. 20 km magasságban már csak kb. 20 bar, 50 km-nél kb. 1 bar, és 75 km-nél 0,01 bar. Látható, hogy a földi felszíni paramétereket (300 K, 1 bar) a Vénusz légkörében kb. 50...55 km magasságban találjuk meg.

Későbbi mérések folyamán kissé eltérő értékek adódtak a hőmérsékletre, így pl. egyik alkalommal a vertikális profil főbb pontjai a következők voltak: talajszinten 723 K (450 °C) hőmérsékletet mértek (91 bar mellett), 10 km magasságban ez 683 K-re (410 °C) csökkent, 30 km magasságban a hőmérséklet még mindig 653 K (380 °C) volt, és 100 km-nél is csak 286 K-re (13 °C) csökkent. Látható, hogy ebben az esetben az átlagos profinnál melegebb hőmérsékleteket mértek. 1978 decemberében éppen a fordítottja történt, vagyis a vártnál kisebb hőmérsékleti értékek adódtak: a felszíni 735 K (457 °C) 100 km magasságban 180 K-re (–93 °C) csökkent, és 250 km magasságban, ahol a hőmérséklet már csaknem eléri exoszférikus értékét, a hihetetlenül kicsiny 300 K (27 °C) hőmérsékletet mérte több szonda. Mindezekből jól látható, hogy bár a Vénusz felszíni hőmérséklete csak kis tartományban változik, a légkör vertikális profilja a földi légköréhez hasonló nagy hőmérséklet-ingadozásokat mutat.

A légkör összetételének ismertetésekor megemlítettük nemesgázok jelenlétét is. Bár itt is csak nyomelemként szerepelnek, mint a földi légkörben, nagyon értékes információkat adhatnak kozmogóniai szempontból. Így pl. olyan izotópok, mint az argon—36, természetes kémiai folyamatokban nem keletkezhetnek, ezért mai előfordulási arányuk ugyanaz, mint a bolygó keletkezésekor volt. A nemesgázok arányával ily módon bolygókeletkezési elképzeléseket lehet ellenőrizni. Érthető módon nagy meglepetést keltett tehát, amikor az űrszondák méréseiből az derült ki, hogy a Vénusz légkörében mintegy 2 nagyságrenddel több argon—36 van, mint a földi légkörben. Egymaga ez a felismerés elég azoknak az elképzeléseknek a cáfolatához, amelyek szerint a Föld és a Vénusz nagymértékben hasonló körülmények között keletkezett volna. Pedig az argon—38 és a neon—20 aránya szintén magas, tehát szó sincs valami tévedésről. Ugyanakkor a kálium—40 radioaktív bomlásának végtermékeként az idők folyamán keletkező argon—40 a Vénusz légkörében a földihez hasonló előfordulást mutat. Ebből viszont arra lehet következtetni, hogy a Vénuszon hasonló mennyiségű káliumtartalmú kőzet lehet, mint a Földön.

Az urán és tórium radioaktív bomlásából keletkező hélium előfordulási aránya a földinek ezerszeresét is meghaladja, noha szakemberek azt jósolták, hogy az a földihez hasonló lesz. Itt nyilván arról van szó, hogy a Vénusz lassabban veszíti el ezt a nemesgázt, mivel exoszférikus hőmérséklete sokkal alacsonyabb a földinél. Mindezek, a nemesgázokra vonatkozó mérési eredmények sok vitát váltottak ki szakemberek körében, de értelmezésükre egységes magyarázat még nem alakult ki.

A Vénusz felhőzetéről már megemlítettük, hogy az látható fényben annyira átlát-

szatlan, hogy rajta semmiféle szerkezet nem különböztethető meg. Űrszondák ultrabolya fényben készült felvételein azonban a felhőzet egyes részei sötétek, Y-szerű alakzatot képezve (3.1.8., 3.1.9., 3.1.10. ábra, melléklet). Ilyen felvételek alapján már régen megállapították, hogy a felhőzet retrográd irányban mozog, kb. 4 napos periódussal, vagyis mintegy 50-szer gyorsabban, mint a Vénusz rotációja. A Vénusz felhőzetét tehát kb. 100 m/s sebességű szél kergeti, ugyanakkor a felszínen szinte szélcsend van.

Az űrszondák, a felhőkön keresztül leereszkedve a Vénusz felszínére, kiderítették annak vertikális szerkezetét is. Bár a felhőzet nem állandó struktúrát képez, jellemző adatai közelítőleg az alábbiak szerint megadhatók. A mintegy 20 km vastag felhőrétegben jól megkülönböztethető három réteg. Legvastagabb a 14 km vastag legfelső réteg, amely 70 km és 56 km között helyezkedik el. Ennek átlagos hőmérséklete 290 K (17 °C), és kimutatták, hogy benne jelentékeny, 300 részecske/cm³ koncentrációjú, 1-2 mikrométer átmérőjű kénsavcseppecskék vannak. A középső felhőréteg kb. 6 km vastag, és kb. 49,5 km-rel a Vénusz felszíne fölött van az alsó határa. Ennek átlagos hőmérséklete 295 K (22 °C), az aeroszolkoncentráció 100/cm³ körül van. A lebegő részecskék mérete vegyes: az 1-2 mikrométeres részecskék mellett tízszer akkora is vannak, de szép számmal vannak 4 mikrométer átmérőjű folyadékcseppek is. Utóbbiakat kénsavval azonosították. A harmadik réteg csak 2 km vastag, de benne a részecskék koncentrációja a legnagyobb: 400/cm³. Ennek a rétegnek az alsó határa 47,5 km-nél van, az átlagos hőmérséklete 475 K (202 °C). A legnagyobb átmérőjű szilárd és folyékony részecskék ebben a felhőrétegben találhatók.

A felszín felé haladva ezután egy diffúz ködréteg következik, amelyben 1 mikrométernél kisebb kénsavcseppecskék lebegnek, bár igen kis koncentrációban: 47,5 km magasságban 20/cm³, ami 30 km magasságban már 1/10-ére csökken. Itt egyébként az emberi szem látótávolsága 80 km lenne, míg a megvilágítási viszonyok egy fényes, de felhős földi égbolt világosságához hasonlíthatók. Tovább közeledve a felszínhez, 20 km magasságban a hőmérséklet már 655 K (382 °C), és a megvilágítás átcsap vöröses színbe, a növekvő sűrűség következtében fellépő egyre nagyobb szóródás miatt. Itt a látótávolság már 20 km-re csökken. A felszín felé haladva a hőmérséklet tovább nő, a fény egyre rótebb lesz, és a látástávolság a felszínen már csak 3 km körül lehet. Délben a megvilágítási viszonyok olyasfélék, mint földi körülmények között egy esős-borús nap délutánján.

A Vénusz felhőzetének huzamosabb tanulmányozása után a mérések alapján kialakult az a vélemény, hogy abban egy körfolyamat játszódik le. Ennek keretében a magasabb rétegekből kénsavcseppek, valamint folyékony és szilárd kén kerül a mélyebben fekvő, tehát magasabb hőmérsékletű rétegekbe. Itt egy párolgási és disszociációs folyamat zajlik le, amelynek eredményeként vízgőzön kívül kén-dioxid és molekuláris oxigén, valamint egy sor kénvegyület keletkezik. Ezek a kén-tartalmú anyagok lebegésük során ismét feljutnak a magasabb rétegekbe, ahol — feltehetően a szoláris UV-sugárzás hatására — belőlük ismét kénsav és kén keletkezik.

A fentiekben röviden összefoglaltuk a Vénuszra vonatkozó ismereteinket, amelyekből kiderült, hogy sok hasonlóság mellett, a földtől erősen eltérő világról van szó. Az is bizonyos, hogy eddigi ismereteink még sok vonatkozásban szorulnak kiegészítésre, korrekcióra.

3.1.1.4. A Mars

A Mars adatai

Átmérője	0,53 Föld-átmérő	= 6788 km
Tömege	0,107 Föld-tömeg	= $6,39 \cdot 10^{23}$ kg
Sűrűsége		3,95 g/cm ³
Közepes naptávolsága	1,524 CSE	= $227,9 \cdot 10^6$ km
Rotációs periódusa		24 ^h 37 ^m 23 ^s
Sziderikus keringésideje		1,881 év
Szinodikus keringésideje		779,9 nap
Egyenlítői sík hajlásszöge		
a pályasíkhöz		23°98'
Közepes pálya menti sebessége		24,14 km/s
Pálya excentricitása		0,0934
Pályasík hajlásszöge az ekliptikához		1°8'
Felszíni nehézségi gyorsulása		3,73 m/s ²
Szökési sebesség		5,0 km/s
Albedó		0,14

Az emberiség már évezredek óta figyelte a Marsot: kezdetben pusztán szemmel, később távcsövön keresztül, végül a fényképezés és szinképelemzés segítségével. Ezekből a megfigyelésekből sok mindent megtudunk erről a viszonylag közeli bolygóról, de ezeknek az információknak az összessége még csak nem is hasonlítható azokhoz a mérési eredményekhez, felvételekhez és vizsgálatokhoz, amelyeket az űrkutatás eszközeivel értünk el kevesebb, mint 20 év alatt! Az első űrszondás felderítés 1965-ben történt, a Mariner—4 révén, míg a legutolsó, nagyszabású vállalkozás 1976-ban kezdődött, amikor két Viking űrszondát küldtek a Mars térségébe. Mindkét űrszonda Mars körüli pályára tért, majd az űrszondákról levált egy-egy leszálló egység a Mars két különböző pontjára (*Chryse Planitia* és *Utopia Planitia*). Így tehát 4 emberalkotta laboratórium egyidejűleg vizsgálta a Marsot. A tervezett néhány hónapos időtartam helyett több, mint 6 évig működött az egyik leszálló egység (az utolsó sikeres adatátvitel 1982 novemberében történt!).

Egyedül a Vikingek is fantasztikus mennyiségű adatot szolgáltatottak, de nemcsak a Mars felszínéről, hanem az időjárási viszonyokról, a talaj kémiai összetételéről, a légkör összetételéről, belső szerkezetéről, víztartalmának évszakos változásairól is. A nagyságrend szemléltetésére megemlítjük, hogy csak a Mars körül keringő egységek több, mint 55 000 felvételt juttattak a földre, és az infravörös mérési adatok is hasonló nagyságrendűek. Érthető, hogy ilyen hatalmas adatáradat feldolgozása hosszú évekig tart, vagyis még a későbbiekben is juthatunk értékes információkhoz.

Már korábban is tudtuk, hogy a Mars 6788 km-es átmérőjével, méretét tekintve a Föld (12 756 km) és a Hold (3476 km) között helyezkedik el. A Vikingek azonban rádióhullám-terjedési módszerekkel mindkét leszállóhelyen 100 m pontossággal meghatározták a Mars sugarát. Ebből, és a számos felvételtől ma már nagy pontossággal ismerjük a bolygó alakját, amely jól közelíthető egy háromtengelyű ellipszoiddal. Ennek tengelyei rendre: $a=3399,2$ km, $b=3394,1$ km, $c=3376,7$ km. Az ellipszoid főtengelye a *Tharsys Platon* dőfi a bolygó felszínét. A korábban sokat vitatott statikus lapultság értékét is meghatározták: 0,005 86. A bolygó rotációs

periódusát is hihetetlen nagy pontossággal sikerült meghatározni: $24^h 37^m 22;663 \pm \pm 0,001$ s!

Tekintve, hogy forgástengelye 25° -os hajlásszöget zár be a pályasík normálisával, a Marson évszakos változásoknak is kell lenniök. A pálya nagy excentricitása azonban befolyásolja az évszakok alakulását is, így pl. a déli tavasz rövidebb és melegebb, mint az északi tavasz. Ennek oka az, hogy a déli tavasz egybeesik a Mars perihélium-átmenetével, amikor közelebb van a Naphoz, és nagyobb sebességgel halad a pályáján.

Érdekesen alakulnak a hőmérsékleti viszonyok a Marson. Az egyik leszállóhelyen pl. egy nyári napon, 1,6 m magasságban mérve a hőmérséklet a 183 K-es (-90°C) minimumot 6 óra helyi időkor érte el, míg 15 óra helyi időkor lépett fel a 243 K-es (-30°C) maximum hőmérséklet. Itt tehát a nyári napi ingadozás kerekén 60 K volt. Ugyanezen a helyen a téli napi hőmérséklet-ingadozás 9 K-re (!) csökkent.

A Mars globális átlaghőmérséklete (néhány év átlagából!) 213 K (-60°C), de találunk ettől alaposan eltérő értékeket is. A déli nyár éjszakai minimuma 200 K (-73°C), nappali maximuma 293 K ($+20^\circ\text{C}$) körül van, ugyanakkor az északi csúcshőmérsékletek kb. 10 K-nel alacsonyabbak. Meg kell azonban jegyeznünk, hogy az évszakok alakulását hosszú távon a Mars pályaevolúciója befolyásolja. Elsősorban az excentricitás szekuláris változásai és a forgástengely precessziója eredményezi azt, hogy az évszakok hossza az idők folyamán változni fog.

A Mars légkörének felszíni összetétele a következő: $95,32\%$ CO_2 , $2,7\%$ N_2 , $1,6\%$ Ar , $0,13\%$ O_2 , $0,07\%$ CO és $0,03\%$ vízgőz mellett a következő nyomelemek voltak még kimutathatók (milliomodban kifejezve!): $2,5$ ppm Ne, $0,3$ ppm Kr, $0,08$ ppm Xe és $0,03$ ppm O_3 . A felsorolt adatok mutatják, hogy a Mars légkörében a szén-dioxid a domináns elem, így a légköri folyamatokat is ez befolyásolja nagyobb mértékben. Szakértők felfigyeltek arra, hogy míg a Mars légkörében található radioaktív izotópok aránya csaknem mindig azonos a földi légkörben található aránnyal, addig az $^{36}\text{Ar}/^{40}\text{Ar}$ arány kb. tízszer kisebb, mint a földi légkörben. Ebből bizonyos elméleti feltevések esetén arra lehet következtetni, hogy a Mars mai légköre csak törtérsze annak, amely valaha a bolygóhoz tartozott. Ennek az ősi légkörnek talajszintű nyomását 50 bar-ra becsülik. Lehet, hogy ez a „hiányzó” légtömeg a talajban vagy a poláris sapkákban raktározódott el.

Ismeretes, hogy a CO_2 tekintélyes része a Mars téli pólusa környékén megfagy, és ez adja a már földi megfigyelésekből ismert „hósapkákat”. A Viking—1 leszállóhelyén a légnyomás $6,9$ mbar volt, amikor a déli „sapka” elérte maximális méretét. A déli sapka csökkenésével párhuzamosan a nyomás lassan növekedni kezdett, és a sapka minimális méretének elérésekor 9 mbar-ra növekedett a légnyomás. A déli sapka erősebben befolyásolja a légnyomás változását, mint az északi, elsősorban nagyobb méretváltozásai miatt.

Nyáron, amikor a téli „sapka” szén-dioxidja erőteljesen párolog, mindkét póluson marad egy reziduális (maradvány) sapka. Az északi sarkon ez vízjégből áll, míg a déli sapkán a vízjég mellett jelentékeny mennyiségű CO_2 is marad. Az egyenlítői vidéken és kisebb szélességeken a légnyomás napi változása $0,2$ mbar körül van. A regisztrátumok mutatnak erős évszakos változásokat is, ezek $7...11$ mbar-t is kitesznek. A levegő páratartalma is erős évszakos ingadozásokat mutat, és pl. egy erős vihar kezdetekor hirtelen erősen lecsökken. Ezt valószínűleg az okozza, hogy a porszemek abszorbeálják a párat.

Az említett leszállóhelyen éves átlagban csak kis szélesebségeket mértek, ezek középtérteke 16 km/h volt, 64 km/h csúcstértekekkel. A téli évszakban csak nagyon kis szélesebség-változásokat mértek. Ennek ellenére a Mars legfeltűnőbb évszakos jelen-

ségei közé tartoznak a felszín nagy részére kiterjedő, globális porviharok. Lokális porviharok a nyári idényben a déli féltekén egész szokványosak. Azonban némely esetben egy ilyen helyi porvihar hirtelen megnő, és néhány nap alatt majdnem az egész bolygófelszínre kiterjed. A porvihar intenzitására jellemző, hogy az így felkavart por csak 3-4 hónap múlva ülepszik le ismét a légkörből.

Az óriási, globális porviharok keletkezésének pontos magyarázatát még nem ismerjük. Elképzelhető, hogy a lokális viharok kapcsán a légkörbe jutott por nappal megnöveli a fény elnyelődését (a légkörben), éjjel pedig a hőkisugárzás effektivitását növeli meg. E kettős folyamatnak az a következménye, hogy a normálisnál nagyobb hőmérséklet-különbségek lépnek fel az éjszakák és a nappalok között. Ezek a hőmérséklet-különbségek bizonyos idő után a bolygó éjszakai és nappali oldala között óriási szeleket eredményeznek, amelyek az éjszakai félteke felé fújnak, és nagy tömegű port visznek magukkal a légkörben. Ily módon a folyamat önfenntartóvá válik. A folyamat addig tart, amíg a légkörben oly sok por gyűlik össze, hogy a hőmérséklet a magasságtól függetlenül állandó lesz. Ekkor fokozatosan megszűnik a por konvekciója, ill. megkezdődik az ülepedési folyamat.

Az élet lehetősége szempontjából igen fontos kérdés, hogy mennyi víz van a Marson. Érdekes tény, hogy éjszaka, amikor viszonylag hideg van, a Mars légkörében a vízgőz majdnem eléri a telítettséget. Ez azt is jelenti, hogy sokkal több vízgőzt nem is tudna megtartani. Hogy ez a megállapítás mennyire relatív, kiderül abból, hogy ha a légkör összes vízmennyiségét egyenletesen elosztanánk a Mars felszínén, az mindössze 0,01 mm vastagságban borítaná be azt, vagyis elenyészően kevés. Mint már említettük, a légkör víztartalma is mutat évszakos változásokat, főleg a poláris vidékeken. Így pl. mérések bizonyítják, hogy a reziduális északi sapka fölött a víztartalom nyáron maximális. Ekkor a víztartalom az átlagos érték tízszeresét is eléri. Ez a jelenség is egyik bizonyítéka annak, hogy az északi pólust vízjég (és nem CO_2) borítja. A déli pólus fölött a vízpáratartalom évszakos növekedése nem volt kimutatható. Ez feltehetően az alacsonyabb hőmérsékletnek köszönhető, és annak, hogy a déli reziduális sapka csaknem teljesen CO_2 -ből áll.

Az alacsony napi átlaghőmérséklet következtében a talaj a felszín közelében mindenütt fagyott. Az állandóan fagyott talaj vastagsága az egyenlítő vidékén kb. 1 km lehet, míg a sarkok felé haladva ez megnő kb. 4 km-re. Bár a hőmérséklet jóval a víz fagypontja alatt van, ez nem jelenti azt, hogy ott feltétlenül jégnek kell lennie. A marsbeli nyomásviszonyok mellett ui. a 30° -nál kisebb szélességeken a jég már instabil képződmény, amely fokozatosan szublimál. A jégnek a talajból való eltűnését lokálisan megakadályozhatja egy szigetelő réteg, pl. egy vastag, finomszemcsésű porból álló réteg.

A két leszállóhely távolsága meghaladja az 1000 km-t, mégis feltűnően sok hasonlóság van közöttük. Mindkét leszállóhely sivatagi vidéken van, ahol mindenfelé heverő, kisebb-nagyobb kőzetdarabok, és jól kivehető dűnék dominálnak. Utóbbiakat a szél által hordott por hozza létre.

Természetes, hogy a talajminták elemzése igen fontos információkat nyújt. Amint látni fogjuk, a két helyen végzett kémiai analízisek eredményei csaknem azonosak! Valószínűleg a már említett porviharok keverhették meg és homogenizálhatták a felszín borító laza törmelékanyagot, amelyet végül is a Vikingek analizáltak. Bár a szondák műszereinek nagy része biológiai kísérletek céljait szolgálta, a 3 m hosszú markolókar lehetővé tette talaj- és kőzetminták kiválasztását. A markolókar végén levő mágnesek az esetleges mágneses tulajdonságok vizsgálatát tették lehetővé, a tv-kamerák megadták a vizsgált minta alakját és színét. Végül a röntgenfluoreszcencia-spektrométerrel lehetett végrehajtani az oly fontos kvantitatív kémiai elemzéseket.

Az utóbbi műszer, amely igen érzékeny, a Mars zord körülményei között is igen hosszú időn keresztül kitűnően működött. Ugyanakkor meg kell említenünk egy lényeges hátrányát is: a műszerrel a 12-nél kisebb rendszámú elemekről nem lehetett információt kapni, így kimaradtak olyan fontos elemek is, mint az O és a C. Azt is érdemes megjegyezni, hogy a készülékekkel csak talajmintákat vizsgáltak, és így a kőzetek összetételéről mind a mai napig nincsenek közvetlen és részletes adataink.

A kvantitatív analízis megadta ugyan a mintákban szereplő elemek részarányát, de abból még nem lehet tudni, hogy azokat az elemeket milyen ásvány tartalmazza. Ezért a kapott összetételeket földi mintákkal összehasonlítva próbálták a marsbeli ásványokra következtetni.

Néhány minta elemzését mutatja a 3.5. táblázat (az adatok tömegszázalékban vannak megadva!). A számadatok mutatják, hogy az egymástól nagy távolságra vett minták összetétele meglehetősen egyezik. A vizsgálatok alapján általánosságban ki lehet mondani, hogy bár egyetlen marsbeli ásvány összetétele sem egyezett meg pontosan valamely földiével, ennek ellenére az analitikusan kapott marsbeli összetételeket jól lehet reprodukálni vasban gazdag agyagásványok, karbonátok és szulfátok keverékével. Ezért a szakértők végső soron arra a következtetésre jutottak, hogy mindkét helyen a földi bazaltoknak megfelelő talajmintákat találtak, ami összhangban van azzal, hogy vulkanikus vidékről van szó.

3.5. táblázat. Különböző talajminták összetétele a Marson (tömegszázalékban)

Komponens	Chryse Fines	Chryse-kéreg—1	Chryse-kéreg—2	Utopia Fines	Becsült hiba %
SiO ₂	44,7	44,5	43,9	42,8	5,3
Al ₂ O ₃	5,7	?	5,5	?	1,7
Fe ₂ O ₃	18,2	18,0	18,7	20,3	2,9
MgO	8,3	?	8,6	?	4,1
CaO	5,6	5,3	5,6	5,0	1,1
K ₂ O	0,3	0,3	0,3	0,3	—
TiO ₂	0,9	0,9	0,9	1,0	0,3
SO ₃	7,7	9,5	9,5	6,5	1,2
Cl	0,7	0,8	0,9	0,6	0,3

A marsbeli talaj összetételét a következő arányú földi keverékkel tudták legjobban megközelíteni: 47% nontronit, 17% montmorillonit, 15% aponit, 13% kieserit, 70% mészpát, 1% rutil. A 3.6. táblázatban bemutatjuk a marsbeli talajminták összetételét, összehasonlítva a fönti földi keverék összetételével (tömegszázalékban). A táblázat bizonyítja, hogy a földi keverék teljesen reprodukálja a marsbeli talajmintákat. Ezek után meg kell kísérelni annak magyarázatát, hogy ilyen talaj hogyan jöhetett létre. Ennél kénytelenek vagyunk földi analógiákra támaszkodni, vagyis olyan földi kőzeteket és folyamatokat kell megadnunk, amelyek révén a megfelelő talajminták keletkeztek. E módszernek hátránya, hogy feltételezhetünk olyan kőzeteket és folyamatokat is, amelyek a Marson nem léteznek, és fordítva. Ennek ellenére, amíg marsbeli talaj- és kőzetmintákat nem tanulmányozhatunk földi laboratóriumokban, az analógiás módszer látszik a legjobbnak.

Az analógiás módszer felhasználásával több modell is keletkezett a marsbeli talaj létrejöttének magyarázatára, ezek közül legkézenfekvőbbnek tűnik C. C. ALLEN és

3.6. táblázat. A Mars és a Föld talajmintáinak összehasonlítása
(tömegszázalékban)

Komponens	Variációs szélesség	Marsbeli középérték	Földi keverék
SiO ₂	39,3...50,0	44,7	43,6
TiO ₂	0,6...1,2	0,9	0,9
Al ₂ O ₃	4,0...7,4	5,7	5,9
Fe ₂ O ₃	15,3...21,1	18,2	18,4
MgO	4,2...12,4	8,3	9,0
CaO	4,5...6,7	5,6	5,6
K ₂ O	0,1	0,1	0,0
SO ₃	6,5...8,9	7,7	7,3

K. KEIL hipotézise. Kiindulásul elfogadják, hogy a két leszállóhely környezetében a talaj főleg az említett agyagszerű anyagból áll. Ennek a talajnak a létrejöttében két folyamat játszhatott szerepet: egyrészt vulkanikus eredetű üvegek átalakulásáról van szó, másrészt becsapódási breccsák és olvadékközetek hidrotermikus átalakulására is sor kerülhetett. Elképzelésük szerint a marskéreg jegét vulkánkitörések melege, vagy óriásmeteorok és üstökösök becsapódásakor felszabaduló hő olvasztotta meg. Az így keletkezett forró víz elkezdett a kőzetek között cirkulálni, és ez az áramlás több száz, vagy néhány ezer évig is eltarthatott. E folyamat hatására az üvegek és más ásványok átalakultak pl. alagonittá, vagy más hasonló ásványokká. Természetesen, eközben a kőzetek is egyre kisebb darabokra estek szét. Későbbi geológiai folyamatok révén aztán a feldarabolódott kőzetek a felszínre kerültek, és ott intenzív szél- és porerózió-nak voltak kitéve. Az erózió hatására a kisebb tömegű, törékenyebb—porlékonyabb komponensek leváltak a kőzetdarabokról. Az évmilliók vagy -milliárdok során ezt a könnyebb, agyagszerű port az erős és tartós széltevékenység újból és újból felkavarta, összekeverte, és mint igen homogén keveréket széthordta a bolygó felszínének nagy részére. Ezzel magyarázatot nyer az is, hogy az egymástól 1000 km-nél is távolabbi helyek talajmintái szinte azonos kémiai összetételt mutatnak. Szakkörökben a vázolt modellt a legjobbak között tartják számon.

A Vikingek által készített felvételek alapján bizonyos, hogy a Marsnak hosszú és változatos geológiai múltja van (3.1.11. ábra, melléklet). Számos vulkán, köztük több óriási, bizonyítja a hosszan tartó vulkanikus tevékenységet. Kiterjedt törés-vonalak rendszere a felszín nagyléptékű elváltozásairól tanúskodik. Kis, mellékfolyó-szerű hálózat mellett hatalmas, folyammedrekre hasonlító képződmények egyrészt tartós, másrészt katasztrófaszerű eróziót indikálnak, amit feltehetőleg nagy tömegű víz áramlása okozott a régmúltban. Sok helyen a szél hatalmas homoktengereket hordott össze, míg másutt a jégvájta völgyek árulkodnak arról, hogy a mai klimatikus viszonyok lényegesen eltérnek azoktól, amelyek régebben uralkodtak a Marson.

A Mars jellegzetes felszíni alakzatai nagyon egyenlőtlenül oszlanak meg. Így pl. a legtöbb óriásvulkán, a legtöbb deformált alakzat, a szurdokvölgyek és a nagy folyammedrek a *Tharsis* magaslaton, vagy akörül tömörülnek. A *Tharsis* magaslat egy kb. 5000 km átmérőjű, 10 km magas fennsík, amelynek középpontja az egyenlítői vidéken, kb. 105° Ny hosszúságnál van. A kráterek eloszlása is aszimmetrikus. Míg a legtöbb kráteret tartalmazó területek a déli féltekén vannak, addig a fiatalabb, kráterekben szegényebb vidékek az északi féltekén találhatók.

A déli félteke legnagyobb, kráterekkel sűrűn borított része becslések szerint a felszínnek kb. 4 milliárd évvel ezelőtti képét nyújtja. Itt különösen nagy a 20 km-nél

nagyobb átmérőjű kráterek száma. Mivel azonban a nagyobb kráterek a Marson viszonylag sekélyek, a felszín lekerekítettebbnek tűnik, mint a Holdnak azok a részei, amelyeket hasonló méretű kráterek borítanak.

Ugyanúgy, mint a Holdon, itt is találunk óriási becsapódási medencéket. Ezek közül legnagyobb a *Hellas*, amelynek átmérője 1800 km. A 800 km átmérőjű *Argyre* is még nagy medencének tartható. (Összehasonlításul: a holdbeli *Mare Imbrium* átmérője 1300 km.)

A sűrűn kráterezett területeket a legtöbb helyen kisebb bevágások sorozatai és kiterjedt árokrendszerek szabdalják fel. Utóbbiak keletkezése, a formai jegyek alapján, lassan áramló víz által okozott erózióval magyarázható.

A sűrűn kráterezett vidékek helyett az északi féltekén főleg nagy síkságokat találunk, és ezeken sokkal kevesebb kráter van (a déli féltekén is vannak síkságok, de főleg csak a *Tharsis* körül, és nagy becsapódási medencékben).

A felszín globális tanulmányozása után az a vélemény alakult ki, hogy a meteorbecsapódások száma az idők folyamán a Marson is hasonlóan alakult, mint a Hold esetében. Ez a szám rendkívül magas volt a Naprendszer történetének korai szakaszában, kb. 3,8 milliárd évvel ezelőttig. Ekkor a becsapódások száma hirtelen csökkent, és az utolsó 3 milliárd év alatt nem sokat változott. Ez a magyarázata annak, hogy a Mars felszínének csaknem minden részén található becsapódási krátereket. Kivételt képeznek a poláris vidékek üledékes rétegei, a pólusok körül kialakult dűnék rendszere, és a *Tharsis* vulkánjainak fiatal lávafolyamai. Ezekben az esetekben ugyanis a felszín viszonylag fiatalabb alakzatairól és átalakulásairól van szó.

A sűrűn kráterezett területek egyes alakzatainak részletes vizsgálata azzal a következtetéssel járt, hogy azok kora legalább 3,5 milliárd év lehet. Ilyen pl. a *Tharsis* magaslat, a körülötte található legtöbb törésvonal, a legtöbb vulkán, csatorna és vulkanikus síkság. Mindez tehát a bolygó történetének első felére datálódik. Ez azért érdekes eredmény, mert ez azt is jelenti, hogy az évente fellépő, nagy, globális porviharoknak, nagy látszólagos intenzitásuk ellenére, nincs túl nagy eróziós hatásuk. Ezek szerint a porviharok valószínűleg már korábban erodált anyagot mozgatnak meg, de hatásuk a kőzetekre elhanyagolhatóan kicsinek kell lennie, mert különben az évmilliárdok alatt az említett felszíni alakzatok már rég megsemmisültek, vagy legalábbis nagymértékben átalakultak volna. Becslések szerint a porviharok eróziós hatása a felszín kőzetanyagára nem több, mint 10^{-9} méter/év.

A marsbeli becsapódási kráterek sokban hasonlítanak a Holdon és a Földön találhatókhöz. Méreteikben, mint pl. az átmérő/mélység arányban, vannak ugyan eltérések, de ezeket gravitációs következményekkel és a felszíni anyag eltérő tulajdonságaival meg lehet magyarázni. Érdekes azonban, hogy a marsbeli kráterek tekintélyes részénél a megszokott centrális kúp helyett egy centrális bemélyedés található. Az is figyelemre méltó, hogy a kráterekből kivetett anyag furcsa megjelenésű: nem úgy néz ki, mintha a becsapódáskor feldobott anyag szabadon esett volna a felszínre, hanem, mintha a talajon folyt volna el a mostani helyére.

A holdbeli kráterek pereme közelében a kilövellt anyag dimbes-dombos alakulatokat képez. Távolabb ez az anyag már mintegy lineáris alakzatokban helyezkedik el, és ezek az alakzatok a még távolabbi területeken átmennek a szekunder kráterekből alkotott sugarakba, láncolatokba. Ezzel szemben a marsbeli kráterek kidobott anyaga vékony rétegekben rakódott le, és ezek mindegyikén egy alacsony gerinccel kirajzolódó külső peremet találunk. Ez a kidobott anyag inkább valami dermedt iszapfolyamra emlékeztet, és valóban: ahol valami a folyam útjában volt, ott az anyag jól kivehetően körülfolyta az akadályt.

E különleges marsbeli alakzatok magyarázatára feltételezik, hogy a kidobott

anyagának nagy volt a víztartalma, és így, visszaesve már iszapként folyt a felszínen. Ez a magyarázat szemléletes ugyan, de nem tökéletes, hiszen az említett alakzatokat nagy kráterek oldal falán is megtaláljuk, ahol tehát nehéz a vízben gazdag anyagot feltételezni. Minthogy ilyen „iszapfolyást” csak 5 km-nél nagyobb átmérőjű kráterek körül lehetett találni, az a következtetés adódik, hogy csak elég nagy méretű meteor becsapódásakor ütődik át az állandóan fagyott talajréteg, amelyen keresztül a vízben gazdag anyagok a felszínre juthatnak.

Főleg nagyobb szélességeken található olyan kráterek, amilyeneket más bolygón eddig nem figyeltünk meg: a piederstálos (alapzatos) krátereket. Ezek egy nagyjából kör alakú, néhány tíz méter magas platformon keletkezett kráterek. Érdekességet kölcsönöz a dolognak az, hogy a legtöbb esetben bizonyos, hogy a talapzat anyaga nem azonos a kráterből kidobódott anyaggal, mert térfogata lényegesen nagyobb, mint a kráter medencéjének térfogata. Planetológusok szerint az alapzatos kráterek arra utalnak, hogy valamikor a bolygó felszínén egy vastag törmeléktakaró képződött. Ez a törmeléktakaró a kráterek közötti térségben az idők folyamán általában már eltűnt, de egy-egy kráter „megvédte” azt. Végül is az a vélemény látszik megalapozottnak, hogy a talapzatos kráterek az ősi törmeléktakaró megmaradt részein keletkeztek. Nem világos, hogy ezek a kráterek miért csak nagyobb szélességeken fordulnak elő. Gyakoriságuk mindkét féltekén kb. azonos. Szakértők e krátereket, mint a komplex erózió tanúbizonyosságát tekintik, és feltételezik, hogy létezésük valamilyen kapcsolatban van a hosszú periódusú időjárás-változásokkal.

Legimpozánsabbak a felszíni alakzatok közül a Mars nagy vulkánjai. Ezek főleg három területen találhatóak: a már említett *Tharsis* fennsíkon, az *Elysium* környékén (25° É, 210° Ny) és a *Hellas* medence (40° D, 290° Ny) vidékén. A *Tharsis* három nagy vulkánja közül az *Ascraeus Mons* magassága 26 km, a *Pavonis Mons* 25 km, és az *Arsia Mons* szintén 25 km magas. E három óriásvulkán a fennsík délkeleti szélé mentén, szinte egy vonalban helyezkedik el. A bolygó (és egyúttal az egész Naprendszer!) legnagyobb vulkánja, az *Olympus Mons* magassága 27 km a Mars referenciafelületéhez képest! Ez a vulkán az előzőktől mintegy 1600 km-nyire északnyugatra, a *Tharsis* fennsík szélén helyezkedik el. A földiekhez hasonlítva ezek a vulkánok tényleg óriásiak, így pl. az *Olympus Mons* (3.1.12., 3.1.13., 3.1.14. ábra, melléklet) alapja kb. 700 km széles, vagy az *Alba Patera*, egy alacsonyabb vulkán az alapzatnál 1500 km átmérőjű! Összehasonlításképpen megemlítjük, hogy a legnagyobb földi vulkán, a *Mauna Loa* átmérője a talapzatánál 120 km, magassága pedig, még az óceáni fenékhez képest is csak 9 km. Az *Elysium* tartománybeli vulkánok már valamivel kisebbek, de még a legkisebbek átmérője is meghaladja a 150 km-t. Szegényes domborzatuk ellenére a *Hellas* vulkánjai tűnnek a legrégebbieknek.

A marsbeli vulkánok közül a nagyobbak a földi pajzsvulkánokhoz, pl. a hawaiiakhoz hasonlítanak (3.1.15. ábra, melléklet). A hasonlóság mellett azonban nagy különbségek adódnak, főleg a méretekben. A marsbeli lávafolyamok tízszer-százszor hosszabbak és szélesebbek, mint a földi pajzsvulkánok, hasonlóak a méretarányok az árkok, gátak és más vulkáni alakzatok esetében is. Ennek pontos okát nem ismerjük, de nagy a valószínűsége, hogy a Marson sokkal nagyobb volt a kitörések gyakorisága, mint a földi vulkánoknál. A marsbeli vulkánok óriási méreteit a lemeztektonika (a kontinensvándorlás) hiányával és a marsbeli kéreg vastagságával lehet megmagyarázni. A legnagyobb földi vulkánok, pl. a hawaiiak aktív élete viszonylag rövid. Ennek az az oka, hogy a *Pacifikus Lemez*, amelyen ezek a vulkánok nyugszanak, északnyugati irányban mozog, és így a vulkánok lassan ugyan, de eltávolodnak a köpenyben stacionáriusan elhelyezkedő magmaforrásuktól. Ezért a hawaii vulkánok aktív élettartama nem haladta meg az egymillió évet. Ezzel szemben a marsbeli kéreg

stacionárius, mert ott nincs lemeztektonika, így egy kialakult vulkán mindvégig a magmaforrása fölött marad, és így mindaddig növekedhet is, amíg magmautánpótlást kap. Ebből következik, hogy a marsbeli vulkánok oly nagy mérete elsősorban a hosszan tartó aktív élettartam eredménye. Ezenkívül a magas vulkánok kialakulásához a Mars szilárd kérgének vastagsága is hozzájárul. Minél vastagabb ui. a kéreg, annál mélyebbről, következésképpen annál nagyobb nyomással tör fel a magma. A hawaii vulkánok esetében a magmaforrás kb. 60 km mélységben van, ezzel szemben a marsbeli magmaforrások becsült mélysége 150...200 km lehet.

A Marson találunk még másfajta vulkánokat is, amelyek nem hasonlítanak a pajzs-vulkánokhoz. Ezek nem túl magasak, de viszonylag nagy területet borítanak be. Az ilyen vulkánt „Patera” névvel jelölik, pl. *Alba Patera*. Legtöbbjüknél jól látható, hogy a ma látható alakzatok igen híg lávából jöttek létre. A körülöttük levő repedés-hálózat miatt feltételezik, hogy ezek régvolt vulkánok, amelyek aktivitásuk megszűnése után a kéregbe visszasüllyedtek.

A Mars felszíni szerkezetének történetében minden bizonnyal lényeges szerepet játszott az 5000 km átmérőjű, 10 km magas *Tharsis* fennsík. Rajta helyezkednek el a bolygó legfiatalabb és legnagyobb vulkánjai, és a fennsíkkal kapcsolatos repedések és törésvonalak a bolygó felszínének mintegy harmadára terjednek ki. Geológusok számára igen fontos volna tudni, hogy a *Tharsis* hányad része keletkezett a felszínen összegyülemllett anyagból, és hányad része származik olyan anyagból, amely a mélyből tolt fel a felszínre? Sajnos, erre a kérdésre ma még nem tudunk válaszolni. Magának a *Tharsis* fennsíknak a keletkezése sem világos.

A Mars felszínének legjellegzetesebb alakzatai közé tartozik az a hatalmas *kanyon* (*szurdokvölgy*) rendszer, amely a *Tharsis*tól délkeletre helyezkedik el (3.1.16., 3.1.17. ábra, melléklet). A rendszer (*Valles Marineris*) kiterjedése mintegy 400 km, és folyamatosan megy át az ún. *kaotikus síkság*ba. A kanyonok mérete is tekintélyes, hiszen egy-egy kanyon legalább 3 km mély és legalább 100 km széles. A rendszer közép-pontjában 3 párhuzamos kanyon 8 km (!) mélységig hatol be a kéregbe, és szélesebb 600 km-nél! A kanyonok fenekén a felszín általában sík, a falak meredek és kiváltak. Sok helyen azonban a falakat jól kivehető, gigantikus omlások, csuszamlások, suvadások határolják, és ezek törmeléke a kanyon fenekét borítja. Ezeknek a csuszamlásoknak igen drasztikusoknak kellett lenniük, mert a leomló talaj elborított (részben) hegláncokat, sőt néha a kanyon szemben levő faláig terjedt.

Ma még nem tudjuk pontosan, hogy ez a kanyonrendszer hogyan keletkezett. A kanyonok nemigen mutatnak fluviális aktivitásra (víz eróziójára) utaló jeleket. A sík aljzat és a meredek falak viszont húzóerőre engednek következtetni. A falakon felismerhető kiszögellések-bevágások földi viszonylatban a vetődéseknél jönnek létre. Ezért szakértők úgy gondolják, hogy a vetődéseknek mindenképpen volt szerepe a kanyonrendszer létrejöttében. A kanyonokkal kapcsolatban az egyik legrejtélyesebb dolog, hogy több felvételen réteges-üledékes szerkezetet lehet felismerni. A legnagyobb kiterjedésű réteges lerakódások a rendszer centrális részében vannak, de a legjelentősebb szerkezet északra, a teljesen zárt *Hebes Chasma* területén található. Mivel ilyen réteges szerkezetet viszonylag kevés mechanizmus hozhat létre, a szakértők egyetértenek abban, hogy a kanyonokban hosszabb időszakon keresztül tavak voltak.

Megjegyezzük, hogy a kanyonrendszeren túl már bőségesen megtaláljuk a fluviális aktivitás jeleit. A kaotikus területektől keletre és északra hatalmas, folyómederszerű árkok indulnak ki (3.1.18. ábra, melléklet). Ezek hossza meghaladja az ezer km-t, szélességük néhány km. Az árkok keresztülhatolnak a *Chryse Planitia* vulkanikus síkságain is, és mintegy 30° É környékén megszűnnek. Legtöbb árkok medre kimosott-

nak tűnik, és áramvonal alakú szigeteket is tartalmaz. A földi folyóvölgyektől eltérően azonban ezek az árkok általában hirtelen erednek valahol, és nincsenek „mellékfolyóik”. Megemlítjük, hogy hasonló csatornarendszer található az *Elysium*tól északnyugatra is, de ezek az árkok keskenyebbek és kanyargósabbak, mint a kanyonokhoz csatlakozó árokrendszer.

Az árkok jegyeinek tanulmányozása során megállapították, hogy ahol régi, tehát kráterekkel borított területeken haladnak keresztül, ott az árkok mélyen bevágódnak a felszínbe: ahol pedig lávamezőkön haladnak keresztül, ott kiszélesednek, és széles szalag formájában kanyarog a sekély meder. Mindez arra utal, hogy a csatornák özönvízszerű, gigantikus áramlások révén keletkeztek. Több hipotézis megkísérli ilyen hatalmas áramlások keletkezésének megmagyarázását, de egyik sem ad teljes magyarázatot.

A Mars felszínének nagy részét por borítja. Ez jól látható a leszállóhelyek környékén készült felvételeken is. Ezekben a helyeken az uralkodó szín a narancssárgától a sárgásbarnáig terjed, és a képek tipikus sivatagi vidéket mutatnak, növényzetnek minden nyoma nélkül. A homokba nagyszámú kisebb-nagyobb kő van beágyazva. A képeken látható kövek mérete a legapróbbtól 2 m-ig terjed. Bár különböző típusúak, többségük kétségtelenül vulkanikus eredetű. A talaj és a kődarabok is egy vulkanikus kőzet mechanikus szétdarbolódása és kémiai szétmállása révén keletkezhetett. A Mars körül keringő szondák szinképi vizsgálatai azt bizonyítják, hogy a por a Marson csaknem mindenütt előfordul. A felvételeken az is látszik, hogy a por szélárnyékos helyeken, pl. sziklák mögött, kráterek pereme mögött gyakran felhalmozódik. Nagyobb szélességeken sok dűne figyelhető meg. Azonban dűnénk finom porból nem keletkezhetnek, csak homokszemcse méretű anyagból. Földünkön a legtöbb homokot a víz eróziója hozta létre, kvarcban gazdag sziklákból. Ámde a Marson az áramló víz eróziója ilyen szempontból nem volt jelentős, és a szinképi vizsgálatok szerint a Marson ritkák a kvarcban gazdag kőzetek. Így arra kell gondolnunk, hogy a Marson a hatalmas dűnemezők „homokja” olyan porból van, amelyet a fagy vagy elektrosztatikus erők tartanak homokszemcse méretben.

A Mars poláris vidékeinek alakzatai határozottan különböznek az eddig említettektől. Mindkét póluson egész sor réteges lerakódás található, s ezek kiterjedése eléri a 600 km-t. A lerakódásokba sok völgy ágyazódott be: a pólustól távolodva spirálszerűen kanyarodnak tova. Amikor tavasszal a nap felőli oldalon a jég megolvad, az egész vidék örvénylő benyomást kelt. Északon a poláris lerakódásokat egy hatalmas dűnerendszer csaknem teljesen körben, gallérszerűen veszi körül. Hasonló méretű dűnerendszer a déli pólus körül nem alakult ki, bár a déli pólust határoló vidéken viszont a nagyobb kráterek belsejében alakultak ki kisebb dűnék.

A poláris lerakódásokban 50...100 m vastag rétegek különböztethetők meg, ami a felvételek felbontóképességének a határa, tehát a rétegezettség lehet ennél lényegesen finomabb is. A lerakódások jégből és porból állnak, a két komponens aránya nyilván a klimatikus viszonyok függvényében alakult. A feltevések szerint a lerakódások poranyaga a légkörből csapódott le, a poláris sapka évenkénti megújulása során. A már említett porviharokból is lecsapódhat por a poláris vidékeken. Az 1977-es nagy porvihar a becslések szerint az északi póluson egy mintegy 0,04 cm vastag réteg lerakódását eredményezte. Ilyen arány mellett egy 30 m vastag réteg kialakulásához 100 000 év szükséges, és a felvételeken megfigyelhető, 2-3 km vastagságú rétegek csak mintegy 6-10 millió év alatt jöhetnek létre. Pedig nem ilyen szabályos ütemben, megszakítások nélkül történt volna, hiszen pl. a Mars forgástengelyének precessziója a maga 50 000 éves periódusával lényegesen befolyásolhatja a lerakódás

intenzitását, és ebben szerepet kaphat a bolygó rotációs periódusának szekuláris változása is.

A poláris lerakódásokon becsapódási krátereknek semmiféle nyoma nem látszik. Bizonyos tehát, hogy igen fiatal felszíni képződményekről van szó. Becslések szerint a jelenlegi rétegek legfeljebb néhány tízmillió évesek. Ezért fel kell tételeznünk, hogy ez a rétegződés valamely ismeretlen folyamat révén el-eltűnik, majd ismét megújul.

A Mars felszínének e vázlatos ismertetése után elkerülhetetlen az a megállapítás, hogy az nagyon gazdag különféle és különböző korú alakzatokban. Joggal mondhatjuk, hogy az összes bolygó közül a Mars felszínét ismerjük a legrészletesebben. Ennek ellenére alig tudunk valamit a bolygó belső szerkezetéről. A leszálló egységeken elhelyezett szeizmográfok lényegében egyetlen, belső szeizmikus aktivitásra utaló rengést jegyeztek fel. A szeizmogram a főbb vonásaiban hasonlít a földön felvettekéhez, de egyetlen görbéből természetesen nem lehet a belső szerkezet modelljét reálisan felépíteni. Így hát csak olyan elméleti modelleket ismerünk, amelyek a bolygó átmérőjéből, tömegéből, átlagos sűrűségéből, tehetetlenségi nyomatékából, és egyes kozmokémiai feltevésekből kiindulva kísérlik meg a Mars belső szerkezetének leírását. Sajnos azonban, az így kapott modellek még abban sem egyeznek meg, hogy mekkora és milyen sűrűségű a Mars folyékony magja. Éppen ezért, ezt a kérdést nem is részletezzük.

Mint említettük, a Viking leszálló egységek műszereinek egy része élő anyag kimutatását célozta. A műszerekkel három különböző típusú biológiai kísérletet lehetett elvégezni, és a feltételezések szerint a kapott eredmények alapján el lehetett volna dönteni, hogy a Mars talajában vannak-e mikroorganizmusok, baktériumok. Sajnos, ezzel a kísérletsorozattal a Mars talajában nem sikerült élő anyagot kimutatni. Bár a vizsgált talajmintákkal végzett kísérletekben váratlan és nagy intenzitású reakciók játszódtak le, a szakemberek szerint ezeket nem lehet biológiai eredetűnek tekinteni. A kísérletek azzal zárultak, hogy a Marsnak a vizsgált két vidékén valószínűleg nincsenek mikroorganizmusok a talajban (3.1.19., 3.1.20. ábra, melléklet).

E kérdéssel kapcsolatban említést érdemel az is, hogy a leszálló egység nagy érzékenységű műszerei nem tudtak semmiféle szerves anyagot kimutatni a Mars talajában. Így adódik az a következtetés, hogy a Marson bizonyára nincsenek olyan folyamatok, amelyek szerves anyagokat dúsítanak fel a talajban. Mivel azonban a lehullott meteoritok révén szerves szénvegyületek jutnak a Mars felszínére, azok is bizonyára elég hamar elbomlanak. Ebben nyilván szerepet játszik az erős ultraibolya sugárzás, amely a felszínt éri (mivel a levegő igen ritka!), de létezhetnek a talajban olyan oxidációs folyamatok is, amelyeket földi körülményeink között nem ismerünk. Mindezek alapján szakkörökben ma már a marsbeli élet kérdésében nem olyan optimisták, mint egy évtizeddel ezelőtt.

A Mars holdjai: a Phobos és a Deimos

Mindkét holdat már 1877-ben felfedezte A. HALL, ennek ellenére a legutóbbi időkig alig tudtunk róluk valamit. Ennek egyik oka, hogy igen kicsinyek, másrészt viszonylag közel keringenek a Marshoz.

A *Phobos* (3.1.21. ábra, melléklet) leginkább krumplihoz hasonlítható, szabálytalan alakú hold, amelynek méreteit pontosan csak az űrszondák felvételei alapján lehetett meghatározni. A *Phobos* legjobban közelítő ellipszoid tengelyeinek méretei rendre: 27 km, 22 km és 19 km. A *Phobos* 9376 km-es távolságban, 7^h 39^m alatt kerüli meg a Marsot, vagyis a nyugati égbolton kel és lassan vonul kelet felé, akkora sebességgel,

mint a Föld körül egy kb. 19 600 km magasságban keringő műhold halad. Albedója 0,05, tehát sötét felületű. Ez összhangban van azzal a ténnyel, hogy a Viking űrszondának a *Phobos*-ról elszenvedett perturbációiból levezetett sűrűségérték feltűnően kicsi: $1,9 \text{ g/cm}^3$. Ebből és a *Phobos*-ról készített reflexiós színképekből arra következtetnek, hogy a *Phobos* anyaga a szenes kondritokhoz (lásd meteorok!) hasonlít.

A nagy felbontású űrszondás felvételeken jól lehet tanulmányozni a *Phobos* felszíni alakzatait. A holdacska felszínén kisebb kiemelkedések, kisebb-nagyobb kráterek, és egyes kráterekben világos és sötét anyaglerakódások találhatóak. Legfeltűnőbb az a számos párhuzamos vonalból álló rendszer, amely átlagosan 100...200 m széles és átlagosan 20...30 m mély árkokból áll (a legnagyobb szélesség 700 m, a legnagyobb mélység 90 m). A legmélyebb és legszélesebb barázdák a hold legnagyobb kráteréből, a *Stickney*-ből indulnak ki, ezért feltételezhető, hogy azzal együtt keletkeztek. A többi árok sem rendszertelenül fut, hanem egy részük a *Phobos* pályasíkjával párhuzamosan, másik részük a Mars irányára merőleges síkoknak a *Phobos* felszínével való metszése mentén (tehát nem szimmetrikusan a nagy kráterekhez képest). Ezen utóbbi barázdák csaknem mindenütt követhetők a hold felszínén, ahol a fényképek felbontóképessége ezt lehetővé teszi; a kötött keringő hold pályamozgása során hátul haladó oldalon nem láthatók, csak ahol a porréteg sokkal vastagabb, mint másutt.

Említésre méltó, hogy a legnagyobb kráter, a *Stickney* átmérője kb. 10 km, vagyis meghaladja a holdacska átmérőjének 1/3-át! Számítások szerint egy ennél nagyobb átmérőt előidéző becsapódást a holdacska valószínűleg nem bírt volna ki darabokra való törődés nélkül. A kráterek eloszlásának tanulmányozása alapján a *Phobos* kora kb. 3,4 milliárd év lehet.

A *Deimos* (3.1.22. ábra, melléklet) szintén szabálytalan alakú, de sokkal kisebb. A legjobb közelítést adó ellipszoid mérete $15 \times 12 \times 11$ km (átmérők!), tehát a *Deimos* térfogata kb. 6-szor kisebb, mint a *Phobos*-é. Mindkét holdat regolit borítja, de a *Deimos* sokkal vastagabban. Mindegyiken vannak kráterek, azonban a *Deimos*on nincs óriáskráter (a legnagyobb átmérő is csak 3 km). Miután a regolitréteg jóval vastagabb, a *Deimos* felszíne simábbnak tűnik, rajta sok a világos folt, világos csík, és a teljesen betemetett kráter. A simaság miatt feltűnőek azok a 10...20 m átmérőjű kövek, amelyek a *Deimos* felszínén szép számmal találhatóak. Itt viszont nincs meg a párhuzamos vonalak rendszere, mint a *Phobos*-nál, ami összefügghet azzal, hogy a holdacskán nem volt nagyobb becsapódási esemény. Az említett világos foltok ellenére a *Deimos* albedója is igen kicsi, és a vizsgálatok itt is azt valószínűsítik, hogy a *Deimos* anyaga olyan, mint a szenes kondritoké. Utóbbi megállapítás és a két holdacska kis mérete alapján sokan úgy vélik, hogy mindkettő valamikor kisbolygóként keringett a Naprendszerben, míg a Mars be nem fogta őket saját erőterébe.

3.1.2. A Jupiter-típusú bolygók

3.1.2.1. A Jupiter

A Jupiter adatai

Átmérője	11,26 Föld-átmérő	= 143 650 km
Tömege	317,82 Föld-tömeg	= $1,899 \cdot 10^{27}$ kg
Sűrűsége		1,30 g/cm ³
Közepes naptávolsága	5,20 CSE	= $778,3 \cdot 10^6$ km
Rotációs periódusa		9 ^h 50 ^m
Szinodikus keringésideje		398,9 nap
Sziderikus keringésideje		11,86 év
Egyenlítői sík hajlásszöge		
a pályasíkhhoz		3°08
Közepes pálya menti sebessége		13,06 km/s
Pálya excentricitása		0,0485
Pályasík hajlásszöge az ekliptikához		1°3
Felszíni nehézségi gyorsulása		24,62 m/s ²
Szökési sebesség		59,5 km/s
Albedó		0,67

Amint a táblázat adataiból látszik, a Jupiter nagymértékben eltér az eddig ismert bolygóktól. Szembetűnő, hogy mennyivel nagyobb a Föld típusú bolygóknál, hiszen átmérője a földinek 11,26-szorosa, tömege viszont 317,82-szor akkora, mint a Földé. Így joggal mondjuk a Jupiterről, hogy óriásbolygó, sőt: felépítése és fizikai-kémiai tulajdonságai alapján az óriásbolygók prototípusának tekintjük.

Pusztán szemmel is feltűnő jelenség az égen, hiszen csak a Vénusz fényesebb nála, és -2 magnitúdójával még a Siriusnál, égboltunk legfényesebb csillagánál is fényesebb. Narancsszínű korongja már kisebb távcsőben nézve is lapultnak látszik, és jól kivehetők rajta az egyenlítővel párhuzamos, barnás-szürkés csíkok, amelyeknek széle hullámos, csipkézett.

A sötét csíkokat *övek*nek, a világosakat *sávok*nak nevezik. Az övek és sávok száma, főleg a nagyobb szélességeken, nem állandó. Legtöbbször 4 öv között 5 sávot lehet megkülönböztetni. Az övekben és sávokban azonosítható részletek alapján könnyen meg lehet határozni a Jupiter rotációs periódusát. Meglepő, hogy — bár a tömege 318-szor akkora, mint a Földé — sokkal gyorsabban forog tengelye körül, mint a Föld. A mérések szerint az egyenlítői, kb. 10° szélességig terjedő sáv forgási periódusa $9^h 50^m 30^s$, és a forgás a szélesség növekedésével lelassul. Így pl. a sarki övezetben már 310 másodperccel több időre van szüksége egy fordulat megtételéhez (ezt nevezzük differenciális rotációnak).

A differenciális rotáció következtében az egyenlítői vidék sávja kb. 114 nap alatt egy teljes fordulattal többet tesz meg, mint a sarki övezetek. Megjegyzendő, hogy mindezek a megfigyelések a Jupiter igen vastag felhőzetére vonatkoznak, és nem feltétlenül érvényesek az általunk eddig sosem látott mélyebb rétegekre és az esetleges felszínére.

A gyors forgás következménye, hogy a Jupiter korongja erősen lapult. Statikus lapultsága földi mérések szerint 0,064, míg a Pioneer—10 és —14 mozgásából számí-

tott lapultság értéke 0,065. Ez a lapultság azt jelenti, hogy a Jupiter poláris sugara 4669 (!) km-rel rövidebb, mint az egyenlítői sugár.

A figyelmes szemlélő a Jupiter korongján már kisebb nagyítás mellett is észrevehethet egy érdekes vöröses színű, elliptikus foltot. Kétségtelen, hogy ez a folt a Jupiter korongjának legérdekesebb látnivalója, amely a *Nagy Vörös Folt* (NVF) elnevezést kapta (3.1.23. ábra, melléklet). A NVF a Jupiter déli féltekéjén, a tropikus zónában, kb. 22° szélességnél helyezkedik el, mint a Földön pl. Ausztrália. Méretei megdöbbentőek: hossza kb. 40 000 km, szélessége kb. 15 000 km, vagyis mintegy 3 földkorong tudná csak eltakarni! Jelentőségét fokozza, hogy noha légköri jelenségről van szó (hiszen mi a Jupiter vastag felhőzetének tetejét látjuk), mégis több, mint 300 éve látható a Jupiter korongján. Ugyanis az első feljegyzés, amelyben a NVF-ről említés történik, 1664-ből, R. HOOKE-tól, az ismert angol fizikustól származik. A következő évben J. D. CASSINI a párizsi csillagvizsgálóban már rajzokat is készít az NVF-ről, és meghatározza segítségével a Jupiter forgási periódusát.

A megfigyelések szerint az NVF színe erősen változó. Feljegyeztek olyan időszakot, amikor feltűnő, kárminvörös jelenségnek látták, míg máskor alig látható rózsaszínűvé halványodott. Ennek ellenére, még ilyenkor is fellelhető a helye, mivel az NVF a mellette haladó egyik sötét övben egy jól látható öblösödést (bemélyedést) okoz. A feljegyzések szerint 1879-ben a folt vörös színe oly feltűnő volt, hogy még a legkisebb távcsőben is magára vonta az észlelő figyelmét. Miután 1920 táján elhalványult, a későbbiekben ismét erősödött a színe, és 1927-től kezdve mintegy tíz éven át igen élénk színűnek írják le a megfigyelők. Később ismét egy halványabb szakasz következett, és 1951-ben halvány rózsaszínű volt. Napjainkban sárgás narancs-színűnek látszik.

C. SAGAN, amerikai csillagász szerint az NVF színét azok a szerves molekulák adják, amelyek a Jupiter légkörében történő elektromos kisülések folyamán keletkeznek. Mások szerint viszont a nátrium és az ammónia közvetítésével lejátszódó kémiai folyamatok határozzák meg az NVF színét, és a változások esetleg függnek a naptevékenységtől is. Ma már egyre inkább úgy tűnik, hogy meteorológiai jelenségről, pl. egy óriási méretű légköri ciklonról, forgószélről van szó, amely a Jupiter felszínén tartós jelleggel és nagy intenzitással fennmarad.

Sokáig úgy vélték, hogy az örvénylő tölcser alja a Jupiter felszínének egy meghatározott pontjához, pl. egy kontinensdarabhoz kötődik. Ma ez már nem tűnik valószínűnek, mert egyrészt valószínű, hogy a Jupiternek nincs is szilárd felszíne, másrészt az NVF lassan, de nagymértékben változtatja a helyét.

Az NVF mozgását századunkban kezdték rendszeresen figyelni. 1910-ig nyugat felé mozgott, majd 1942-ig kelet felé. Ez alatt a 32 év alatt az NVF csaknem háromszor kerülte meg a Jupiter kerületét, vagyis évente kb. 34°-kal vándorolt odább. Ez lassú mozgásnak tűnik, de a Jupiter felhőzetének magasságában 4,8 km/h-s sebességnek felel meg.

A későbbiekben az NVF, amikor mozgása ismét nyugat felé irányult, már csak húsz év alatt tett meg egy teljes kört, ami azt mutatja, hogy ez a mozgás nem tekinthető egyenletesnek. Az NVF vándorlása adott alapot annak a valószínűtlen hipotézisnek, hogy a jelenség egy nátriumvegyületektől megfestett jéghegy, amely egy metán-óceánon úszik.

Időnként az NVF szélességi sávjában megjelennek más, sokkal kisebb vörös foltok is, amelyek szintén megnyúltak a forgás irányában, de ezek csak rövid éltűek. Érdekes jelenség a *Nagy Déli Perturbáció* (NDP), amelynek szélein állandó örvénylések látszanak. Ennek is van saját mozgása, mégpedig nagyobb, mint az NVF-nek, így az NDP időnként utoléri és leahagyja az NVF-et, mialatt mindegyik kissé kitér haladási

vonalából, de egyéb rendellenességek nem lépnek fel. Mindezek a jelenségek ma még kissé titokzatosak, mert nem ismerjük az őket kiváltó fizikai-kémiai folyamatokat. Azonban bizonyos, hogy egy Jupiter körüli pályára álló, illetve légkörébe behatoló űrszonda mérései után tisztább képet kapunk az egész jelenségcsopotról. Ilyen űrszonda a tervezett amerikai Galileo szonda, amely a Jupitert és holdrendszerét fogja vizsgálni.

A Jupiter szinképében már régen kimutatták egyes elemek jelenlétét, amiből a légkör kvalitatív összetételére lehetett következtetni. Az űrszondák mérései nyomán viszont ma már pontos képünk van a Jupiter légkörének molekulagyakoriságáról. A domináns hidrogén és hélium mellett számos nyomelemet lehet találni. Ezeknek a hidrogénhez viszonyított gyakoriságát a következőkben adjuk meg:

$H_2 = 1,0$	$C_2H_6 = 4 \cdot 10^{-4}$	$PH_3 = 4 \cdot 10^{-7}$
$He = 0,05...0,15$	$C_2H_2 = 8 \cdot 10^{-5}$	$CO = 2 \cdot 10^{-8}$
$HN_3 = 2 \cdot 10^{-4}$	$H_2O = 1 \cdot 10^{-6}$	$GeH_4 = 6 \cdot 10^{-10}$
$CH_4 = 7 \cdot 10^{-4}$	$CH_3D = 3 \cdot 10^{-7}$	

Még nem ismerjük a Jupiter felhőzetének szerkezetét, de valószínű, hogy két vastagabb felhőrétegből áll. A felsőben bőven vannak ammóniakristályok, míg az alsó réteg jégkristályokat és (kissé lejjebb) vízcseppeket tartalmaz. Különböző űrszondák mérései szerint a világosabb felhőrétegek tetején a hőmérséklet 128 K ($-145^\circ C$), míg a sötétebb övek alsó részén a hőmérséklet általában 8° -kal melegebb. Ez érthető, ha figyelembe vesszük, hogy a sávok mintegy 20 km-rel feljebb helyezkednek el, és a különböző tartományok között óriási áramlások lépnek fel, jelentékeny hőmérsékleti gradiens jelenlétében.

Érdekes, hogy az űrszondák mérései nem mutattak ki szignifikáns hőmérsékletkülönbséget a nappali és az éjszakai félteke között. Ennek oka lehet a légkör nagy hőkapacitása, a gyors tengelyforgás, és az intenzív áramlások, amelyek sebessége 150...200 m/s-et is elérhet. A mérések szerint azonban az északi félteke néhány fokkal melegebb, mint a déli.

Az űrszondákkal végzett infravörös mérések kis kiterjedésű, lokális felmelegedéseket is ki tudtak mutatni. Ezek hőmérséklete esetenként elérte a $+35^\circ C$ -t! Az infravörös mérések igazolták azt is, hogy a Jupiternek van saját hőtermelése. A szondák mérései szerint a Jupiter által kisugárzott hőenergia 1,9-szer (földi mérések szerint 2,5-szer) akkora, mint a Naptól kapott hő. Ez természetesen nem értelmezhető úgy, mintha a Jupiter csillag volna. Jóllehet fő alkotóeleme a hidrogén (mint a csillagoknál), a belsejében uralkodó hőmérséklet távolról sem elegendő ahhoz, hogy beindítsa a nukleáris fúziót, amitől az égitest csillaggá válnék. Természetesen, felmerül a kérdés, hogy akkor honnan van a Jupiter hőfeleslege? Ezt, sajnos, még nem tudjuk, de egyszerű számítások mutatják, hogy évi 1 mm-es összehúzódásból már felszabadulhat annyi gravitációs energia, amennyi az észlelt hőfelesleg magyarázatához szükséges. Mai mérés technikánk azonban még nem teszi lehetővé, hogy a Jupiter sugarának ily csekély csökkenését kimutassuk. Elképzeléseink szerint azonban a Jupiter tényleg össze is húzódhat. Belső szerkezetéről nincs ugyan pontos képünk, de a mért fizikai adatokra támaszkodó, jól körülhatárolt elképzelés alakult ki róla az utóbbi években. Egy mai bolygómodellnek meg kell magyaráznia a bolygó sugarát, sűrűségét, rotációs periódusát, lapultságát, gravitációs mezejét, az esetleg létező mágneses teret és a bolygó hőemisszióját. Mágneses erőter kialakulása nagymértékben függ a belső tartományok elektromos vezetőképességétől. A hőemisszió számítása csak akkor adhat valós eredményeket, ha kellően ismerjük a hőenergia szállítási mechanizmusát a bolygó belsejében (ami rendszerint konvekció útján történik), és megfelelő pontos-

ságú ismereteink vannak a hidrogén- és héliumvegyületek oldékonyságáról. A vázolt nehézségek ellenére van néhány olyan felismerés, amely nemcsak a Jupiter belső szerkezetére érvényes, hanem a többi Jupiter-típusú bolygóéra is. Így pl. minden óriásbolygónak van egy kőzetmagja, amelynek tömege 10 Föld-tömeg nagyságrendű. Lényeges, hogy mindegyik bolygónál az átmenet a hidrogén molekuláris állapotából a fém állapotba mintegy 2 Mbar nyomásnál történik. Végül fontos az a felismerés is, hogy a hidrogén és a hélium a bolygók belsejében sem a molekuláris, sem a fém állapotban nem keveredett még el tökéletesen.

Fentiek szerint a Jupiter magjának sugara kb. 35 000 km. A mag tömege mintegy 14 Föld-tömeget tesz ki, de ennek nagy része hidrogénből áll. A mag fölött kb. 26 000 km vastagságban helyezkedik el egy jégből és ammóniakristályokból álló köpeny. Ezt egy kb. 10 000 km vastag lég- és felhőréteg veszi körül.

Maga a hidrogénmag nem homogén. Centrális részében a nyomás 2-3 Mbar, míg a hőmérséklet kb. 15 000...30 000 K lehet. A mag sűrűsége legalább 5 g/cm³, ott nehezebb elemekből álló kőzetek is lehetnek. A mag középső részében egy fém hidrogénből álló réteg fölött elsősorban molekuláris hidrogén található. Ez utóbbi folyamatosan lecsapódik a fém hidrogénrétegre, ami térfogatcsökkenéssel, tehát a sugár csökkenésével jár. A mag fölött helyezkedik el a folyékony hidrogénből álló köpeny, amely felfelé haladva fokozatosan átmeny egy ammóniából és más elemekből álló rétegbe. A vázolt modell szerinti belső szerkezet mellett a Jupiter belseje jó vezetőképeségű, ami magyarázatot ad a mágneses erőter kialakulására is. Mindezek az elképzelések összhangban vannak a mért eredményekkel, de ennek ellenére nem biztos, hogy a Jupiterben a sok lehetőség közül pontosan a vázolt eset valósult meg.

Eddigi tárgyalásunkban a Jupiter képét optikai megfigyelések alapján rajzoltuk meg. Azonban egy véletlen folytán kiderült, hogy ez az óriásbolygó *rádiósugárzást* is bocsát ki magából. B. F. BURKE és K. L. FRANKLIN amerikai rádiócsillagászok 1955 márciusában egy új rádiótávcső kalibrálási munkái folyamán nyert regisztrátumokon fedeztek fel naponta ismétlődő karakterisztikus jeleket. Ezek a jelek egy meghatározott rádióforrásra utaltak, noha a kutatók csak az égi háttér rádiózaját kívánták regisztrálni. Csakhamar kiderült, hogy az ismeretlen rádióforrás a Jupiter, és ennek sugárzását vették a 22 MHz frekvencián (13,6 m-es hullámhosszon). Átnézve C. A. SAJN 4 évvel korábban, Ausztráliában, 16,4 m-es hullámhosszon felvett regisztrátumait, valamint F. G. SMITH által még egy évvel korábban végzett rádióészleléseket, bebizonyosodott, hogy a Jupiter rádiósugárzását már ezeken a regisztrátumokon is rögzítették, csak éppen senki nem ismerte fel a sugárforrást.

Ezek után természetesen sokan kezdték el vizsgálni a Jupiter rádiósugárzását. Már az első időkben észrevették, hogy valahányszor venni tudják a titokzatos rádiósugárzást, a Jupiter a távcső látómezejében volt, azonban a fordítottja nem volt igaz. Ebből adódott az a feltételezés, hogy a rádióhullámok valószínűleg a Jupiter egy meghatározott területéről indulnak ki, amely adott esetben a Jupiternek a Földdel ellentétes oldalán van, és ekkor nem vehető a rádiósugárzás a földi rádiótávcsövekkel. Kíváncsi volt tehát a sugárforrás helyének meghatározása.

A legelső feltevés az volt, hogy a rádióhullámok az NVF-ből emittálódnak. Ennek látszott ellentmondani, hogy a sugárzás visszatérésének periódusa 9^h 55^m 29^s.37 volt, ami — a differenciális rotáció figyelembevételével — arra utalt, hogy a sugárzásnak igen magas szélességekről kell származnia. Ez a feltevés azonban csak akkor volna helyes, ha a sugárforrás a Jupiter felhőzetében volna, már pedig az lehetne a Jupiter felszínén is. Vették a rádióhullámokat olyan esetekben is, amikor az NVF a Jupiter túlsó oldalán volt, és ekkor világossá vált, hogy a rádióhullámok nem az NVF-ből indulnak ki.

Közben a kutatók azon is elkezdtek tanakodni, hogy milyen folyamat okozhatja a megfigyelt rádiósugárzást. Egy ideig tartotta magát az a feltevés, hogy a hullámok a Jupiteren kitörő zivatarok villámaiból emittálódnak. Amikor azonban kiszámították, hogy a sugárforrásban mintegy 10^7 kW energiának kellene felszabadulnia ahhoz, hogy a Földön a megfelelő intenzitást lehessen észlelni, ezt az elképzelést természetesen elvetették. A jelenség magyarázata még nehezebbé vált, amikor kiderült, hogy a rádiókitörések gyakoribbak, amikor a Jupiter *Io* nevű holdja a pályájának bizonyos pontjain tartózkodik (a perijoviumtól 90° -ra és 240° -ra). Jelentékeny előrelépés csak akkor történt, amikor elkezdték vizsgálni, hogy a Jupiter más hullámhosszakon is sugároz-e.

A mai, fejlett rádiótechnikai eszközök és mádszerek lehetővé teszik a Jupiter rádiósugárzásának vizsgálatát a mm-es hullámhosszaktól kezdve egészen a km-es tartományig. Ez azért fontos, mert a rádiósugárzás tanulmányozása lényeges információt szolgáltat a Jupiter környezetéről.

Az infravörös tartományban minden nehézség nélkül ki tudták mutatni a bolygó termikus sugárzását, amelyből meg is határozták a Jupiter felszíni hőmérsékletét. A mérési eredmények 170 K és 100 K között szórta, és átlagértéknek már ekkor is 130 K (-143°C) adódott.

Amerikai rádiócsillagászoknak már 1959-ben sikerült a deciméteres sávban is venni a Jupiter rádiósugárzását. Mai technikai eszközeinkkel lényegében a 0,52...2 m-es hullámhossztartományt tudjuk venni. A mérések szerint a fluxussűrűség ebben a tartományban 7 Jy (Jansky) körül van [$1 \text{ Jy} = 7 \cdot 10^{-28} \text{ W}/(\text{m}^2 \text{ Hz})$], és alig függ a hullámhossztól. Az emisszió nem kitörésszerű, vagyis időben is alig változik, legalábbis az utóbbi néhány év alatt csak csekély intenzitásváltozásokat regisztráltak. A sugárzás lineárisan polarizált, az elektromos vektor párhuzamos a Jupiter mágneses egyenlítőjével.

Bizonyos, hogy a deciméteres tartományban nem termikus sugárzásról van szó, hiszen pl. a 68 cm hullámhosszon észlelt intenzitáshoz a sugárforrásnak mintegy 50 000 K hőmérsékletűnek kellene lennie, ami elfogadhatatlan. Igen hamar kiderült az is, hogy a sugárzó tartomány mintegy 3 Jupiter-sugárnyi terjedelemben, torusz alakban veszi körül a bolygót! Ez azt jelentette, hogy egy a Jupitert körülvevő sugárzási övezetet fedeztek fel. Ez a felfedezés oly nagy jelentőségű volt, hogy azóta egész sor műholdat és űrszondát állítottak a megfigetés szolgálatába. Az intenzív vizsgálatok nyomán csakhamar megismertük a Jupiter mágneses terét, és egyértelművé vált, hogy ez az óriásbolygót, akárcsak a Földet, egy nagy kiterjedésű magnetoszféra veszi körül.

A deciméteres tartományba eső sugárzás tüzetes tanulmányozása alapján ma már tudjuk, hogy az nem egyéb, mint a Jupiter mágneses terében mozgó relativisztikus elektronok szinkrotronsugárzása. Egy, a sugárzási övezetben fogva tartott elektron energiája átlagosan 15...17 MeV. Az elektron a szinkrotronsugárzás emissziója közben igen gyorsan veszít az energiájából: már kb. egy év alatt elveszti energiájának felét! Ha azonban a részecskéknak ilyen rövid az élettartama a relativisztikus tartományban, és ennek ellenére az energialefeleződési periódus időtartama alatt nem tapasztalható a fluxussűrűség lényeges csökkenése, akkor ebből arra lehet következtetni, hogy a belső magnetoszférában mindig elegendő relativisztikus részecske van jelen. De ez azt is jelenti, hogy mindenképpen kell léteznie egy olyan részecskeforrásnak, amely hatékonyan gyorsítja fel az elektronokat relativisztikus sebességekre.

A vizsgálatok szerint nem tapasztalható közvetlen korreláció a rádiósugárzás fluxussűrűsége és a naptevékenység között, így a részecskék nem is származhatnak a napszélből, mint pl. a földi magnetoszféra esetében. Fentiek alapján ma csak annyi

látszik bizonyosnak, hogy a részecskeforrás valahol a magnetoszféra belsejében helyezkedik el. Ezenkívül megállapították még azt is, hogy az *Amalthea* és a *Galilei-holdak* bizonyos (kisebb) mértékben a részecskeforrás egyik komponensének tekinthetők. Ezek a holdak ui. nemcsak lelassíthatnak részecskéket, de fel is gyorsíthatják azokat.

Mint említettük, a Jupiter rádiósugárzását nemcsak a deciméteres-méteres tartományban vizsgálták. Azonban, míg a tízméteres tartományba eső rádiósugárzást problémamentesen lehet észlelni a földfelszínen, addig a százméteres hullámokat a légköri abszorpció miatt csak műholdakon, űrszondákon elhelyezett vevőkkel tudjuk tanulmányozni. Szerencsére, a műholdas mérések szerint ezt az 1...10 MHz-es tartományba eső százméteres sugárzást, a fizikai jellegzetességei alapján, a 10...40 MHz-es, vagyis a jól vehető tízméteres tartományba eső sugárzás folytatásának lehet tekinteni. Ennek a 10...100 m-es tartományba eső sugárzásnak fő jellemzője, hogy kitörések formájában jelentkezik. Ezen azt értjük, hogy ha a vétel egy adott frekvencián és kb. 1 Hz-es sáv szélességgel történik, akkor a kitörés egy hirtelen kezdődő, folyamatosan erősödő, majd lassan lecsengő sustorgásként hallható. A kitörés karakterisztikus időtartama néhány másodperc, de észleltek több percig tartó kitöréseket is. A sugárzás maximális intenzitása 8 MHz körül van. Egy kitörés közepes fluxussűrűsége $10^4 \dots 10^5$ Jy, de előfordulnak 2-3 nagyságrenddel (!) nagyobb csúcserőértékek is. Termikus sugárzás esetén ezek az értékek mintegy 10^{18} K sugárzási hőmérsékletnek felelnének meg. A sugárzás jellegzetessége, hogy nagymértékben elliptikusan polarizált. A polarizáció mértéke néha a kitörés ideje alatt is megváltozik, máskor a változás néhány nap alatt fokozatosan következik be. Ez utóbbi változás összefügghet a sugárforrás és a vevő relatív helyzetváltozásával. Azt azonban még mindig nem tudjuk pontosan, hogy hol helyezkedik el a sugárzás forrása. Eddig annyit sikerült megállapítani, hogy a sugárzások a belső magnetoszférából, általában kicsiny, néhány száz km méretű területekről emittálódnak. Éppen ezért roppant figyelemreméltó, hogy ilyen kis térrészből ilyen hihetetlenül nagy, 10 Jy-ig terjedő sugárzások indulhatnak ki.

Az eddigiekhez hozzájárul, hogy ennek a rádiósugárzásnak egyik jellemzője a periodicitás. Már 1956-ban felfedezték a rádiókitörések gyakoriságának függését a Jupiter rotációjától. 1964-ben kimutatták az *Io* pozíciójától való függést, végül a hetvenes években egy 12 éves periodicitást is találtak, amely a Föld jovicentrikus deklinációjával függ össze. Ezek alapján ma már meg lehet határozni bizonyos hosszúsági övezeteket a Jupiteren, és bizonyos pályaszakaszokat az *Io* pályája mentén, amelyekre nézve az átlagosnál nagyobb a valószínűsége annak, hogy egy rádiókitörést lehet észlelni, ill. hogy a kitörés összenergiája nagyobb az átlagosnál.

Eddig még nem sikerült olyan modellt készíteni, amely megnyugtatóan magyarázná a tízméteres—százméteres sugárzás eredetét. Annyi bizonyosnak látszik, hogy indukált emisszióról van szó, amelyet alkalmanként egy vagy több plazmainstabilitás okozhat. Az a tény, hogy a kitörések dinamikus spektrumában jellegzetes ismétlődések találhatók, valamint az, hogy erős periodicitások mutathatók ki a vételgyakoriságban, arra mutat, hogy az említett plazmainstabilitások keletkezésének feltételei hosszabb időn keresztül változatlanul fennállnak. Emellett azonban léteznie kell egy hatékony, de változékony komponensnek is, amely a modulációs mechanizmust vagy az emisszió terjedését befolyásolja.

Az eddigi képet a legutóbbi években a *Voyager űrszondák* tették teljessé, amikor sikerült észlelniük a km-es tartománybeli rádiósugárzást. Sajnos, ma még nem tudjuk, hogy milyen fizikai folyamatok eredményezik a Jupiternek ezt a hosszúhullámú sugárzását.

A Naprendszer több bolygójának van magnetoszférája, de az űrszondákkal végzett kutatások révén a földin kívül legjobban a Jupiterét ismerjük. Éppen ezért az alábbiakban kissé részletesebben foglalkozunk vele.

A Jupiter mágneses momentuma $1,5 \cdot 10^{20} \text{ T m}^3$, ami igen nagynek tekinthető (pl. a Föld mágneses momentuma $8,2 \cdot 10^{15} \text{ T m}^3$, a Szaturnuszé $4,6 \cdot 10^{16} \text{ T m}^3$), és ennek megfelelő magnetoszférát alakított ki. A szakirodalom megkülönböztet *belső*, *középső* és *külső magnetoszférát*. Utóbbit a magnetopauza választja el az átmeneti tartománytól, amit viszont egy lökéshullám választ el a napszélről.

A Jupiter *belső magnetoszférájában* a mágneses térerősség közelítőleg $1/R^3$ szerint változik, ami dipólusútnak felel meg. Pontosabb modellezés esetén azonban a tér kvadropólus- és oktopólusmomentuma sem hanyagolható el, hiszen az előbbi részaránya 20...24%, az utóbbié 15...21% (a Föld esetében ezek az értékek: 14% és 9%). A Jupiter mágneses dipólusának polaritása ellentétes a földiével, és tengelye 10° -os szöget zár be a rotációs tengellyel. Ugyanakkor a dipólus a Jupiter belsejében aszimmetrikusan helyezkedik el: ezt bizonyítja, hogy az északi sarkon a mágneses indukció értéke 1,4 mT, míg a délin csak 1,0...1,1 mT (a Föld pólusain ez az érték 0,05 mT). A poláris indukcióértékek különbsége alapján a dipólus középpontja kb. 0,1...0,12 sugárnyival északabbra van, mint a Jupiter geometriai középpontja.

Holdunk általában a földi magnetoszférán kívül kering, amely csak az uszály irányában lóg a holdpályán túlra. Nem így a Jupiter *Galilei-féle holdjai*, amelyek jelenségeket idézhetnek elő a *belső magnetoszférában* keringve. Többek szerint e holdaknak van egy „tisztogató” szerepe: a rájuk csapódó töltött részecskék a felszínhez adszorbeálódhatnak, és így csökken a magnetoszféra részecskéinek száma. Ezt a hipotézist látszanak megerősíteni azok az űrszondás mérések, amelyek a holdak pályái mentén tényleg kimutatták a részecskék számának csökkenését. Azonban ezt a csökkenést okozhatják az *Io*-pálya mentén elhelyezkedő plazmafelhőn történő szóródások is.

Az *Io* a Jupiter sugárzási övezete közvetlen közelében kering, így a mágneses tér által befogott töltött részecskék viszonylag nagy sebességgel csapódnak az *Io* felszínére, és eközben atomokat vagy ionokat üthetnek ki a felszín anyagából. A kisebb sebességgel kilökött atomok nyilván *Kepler*-pályákon kezdenek el keringeni az *Io* körül, és így előbb-utóbb a pálya mentén elhelyezkedő, gyűrűi alakú felhő részeivé válnak. A felszínből kiütött könnyű ionok közül soknak a sebessége nagyobb, mint a szökési sebesség, így ezek elhagyják az *Io* nehézségi erőterét, de befogja őket a Jupiter mágneses tere. E folyamat eredményeként létrejön egy plazmatorusz, amely a Jupiter magnetoszférájához kötődik, és ezért kb. 4-szer gyorsabban rotál, mint a semleges részecskékből álló torusz. Végeredményben az *Io* jelentékeny mennyiségben állít elő semleges és töltött részecskéket. Ezt igazolja pl. az a tény, hogy még a magnetoszféra legkülső részén is tudtak detektálni He-, O-, S- és Na-ionokat, amelyek (a protonokkal együtt) a 200 keV-nál nagyobb energiájú nukleonok jelentékeny részét képezték.

Mintegy 8...10 *R_J* (Jupiter-sugárnyi) távolságban a mágneses tér már kezd erősebben eltérni a dipólustértől, főleg a mágneses indukció kisebb, mint a dipólustér esetében volna: itt kezdődik a *középső magnetoszféra*. Erről a térrészről még nem sokat tudunk. Mind a *belső*, mind a *középső magnetoszférában* elektromos áramokat mutattak ki az egyenlítő síkjában. Ezek az áramok egy viszonylag vékony, de elég széles, 5...30 *R_J* között elhelyezkedő rétegben lépnek fel, megnövekedett részecske- és plazmaáramok mellett.

A külső magnetoszféra kb. 20...30 R_J távolságban kezdődik (a naptevékenységtől függően), és a magnetopauzáig tart. Ebben a térrészben az erőtér már nagymértékben eltér a dipólustértől: az erővonalak csaknem radiálisak, és a térerősség lényegesen nagyobb, mint dipólustér esetében volna. Az itt megfigyelt jelenségek a szélességtől, és gyakran a helyi időtől függenek. Így pl. a részecskeáramok egy tízórás periodicitást mutatnak, mégpedig a teljes külső magnetoszférában. A moduláció azonban pregnansabban jelentkezik az éjszakai oldalon. A külső magnetoszféra egy másik jellemzője, hogy benne nyugat-keleti irányban a Jupiter körül folyó áramokat lehet kimutatni. Az eddigi vizsgálatok szerint a jelenségek annyira bonyolultak, hogy a külső magnetoszférának még nincs is elfogadható modellje.

A magnetopauza és a lökéshullám között helyezkedik el a nagyon változó kiterjedésű átmeneti tartomány, amelynek a Jupitertől való távolsága rövid idő alatt akár kétszeresére is növekedhet. A nagy energiájú elektronok száma ebben a tartományban ismét megnő, de ennek magyarázatát nem ismerjük, csak annyi bizonyos, hogy ezek nem származhatnak a napszélből. Érdekes, hogy az űrszondák már hetekkel-hónapokkal a külső magnetoszféra előtt olyan relativisztikus részecskéket regisztráltak, amelyek kétségtelenül a Jupiter környezetéből származtak. Ezeknek a 0,1...10 MeV energiájú részecskéknél egy részét a Föld körül keringő műholdak is detektálták.

Alig van információk a Jupiter magnetoszférájának csóvájáról. Úgy tűnik az eddigi mérések alapján, hogy átmérője 300...400 R_J körül van. Közepén helyezkedik el az a semleges réteg, amely a mágneses tér ellenkező polaritású részeit választja el egymástól. A csóva mérete és szerkezete a magnetoszférának a napszéllel való kölcsönhatásától függ. Becslések szerint a csóva hossza több csillagászati egységnyi távolságig terjed.

A Jupiter gyűrűje

Bár bizonyos megfigyelések értelmezéséből többen feltételezték, hogy a Jupitert egy gyűrű veszi körül, valójában még csak 1979-ben, a Voyager—1 űrszonda felvételein sikerült először kimutatni a gyűrű létezését. A Voyager—2 felvételein a gyűrű egyes részletei jól kivehetők, így ma már néhány konkrét adatot ismerünk a gyűrűvel kapcsolatban. Így pl. bár nem tudjuk pontosan a gyűrű vastagságát, egészen bizonyos, hogy az nem lehet több 30 km-nél. A felvételekből az is megállapítható volt, hogy a gyűrűt alkotó részecskék átlagos mérete 4 mikrométer. Már ezekből az adatokból is látható, hogy igen halvány képződményről van szó, így nem csoda, hogy eddig nem fedték fel. Ismerve fizikai paramétereit és elhelyezkedését, 1979-ben már földi infravörös távcsővel is sikerült lefényképezni a gyűrűt, annak ellenére, hogy 11 magnitúdóval halványabb, mint a Szaturnusz gyűrűje.

A fényességi viszonyok alapján a Jupiter gyűrűje négy részre osztható. A gyűrű legbelső része (*c* gyűrű) valószínűleg a felhőzet határánál kezdődik, de ezt a gyűrű halványasága miatt a felvételekről nem lehetett eldönteni. Ez a *c* gyűrű 1,68 R_J -nál ér véget, vagyis kb. 48 000 km széles. Ezután kezdődik egy valamivel fényesebb rész, a kb. 6000 km széles *b* gyűrű, amely 1,76 R_J -ig tart. A gyűrűrendszernek ezután következő, kb. 800 km széles része a legfényesebb, ezt nevezték el *a* gyűrűnek. Az *a* gyűrű kívülről éles vonalban végződik, de ennek okát nem ismerjük. Egyes felvételeken a gyűrűrendszer igen halványan ugyan, de folytatódik: ez a *d* gyűrű, amelynek szélessége kb. 1700 km lehet. Ezt a képet későbbi űrszondák felvételei bizonyára módosítani fogják, de a mai földi távcsövek felbontóképessége ehhez nem elegendő. A gyűrűrendszer keletkezésének magyarázatára több hipotézis született, de ezek még megerősítésre várnak.

Megemlítjük, hogy az eddig ismertetett gyűrűrendszeren kívül, a Jupitertől kb. 400 000 km távolságban, a mágneses egyenlítőjével párhuzamosan elhelyezkedő kényűrűt is sikerült lefényképezni, mégpedig földi távcsővel! A gyűrűt képező kén-gőzök és -gázok feltehetően az *Ioról* származnak, de közelebbi részletek nem ismeretesek. Mindenesetre, a felvételek tanúsága szerint egy nagyon változó fényességű és alakú gyűrűről van szó, ami annak halmazállapota miatt érthető is.

A Jupiter holdjai

GALILEI 1610-ben a maga készítette távcsővel felfedezte, hogy a Jupiter körül 4 holdacska kering. Ennek óriási jelentősége volt, mert ez volt az első bizonyíték arra, hogy a Föld nem kitüntetett égitest, hiszen hozzá hasonlóan más égitesteknek is lehetnek kísérői. Ennek ellenére 282 (!) esztendőnek kellett eltelnie, míg valaki egy újabb Jupiter-holdat fedezett fel: E. E. BARNARD találta meg a Lick Observatory távcsőjével az *Amaltheát*. Később, az egyre nagyobb teljesítményű távcsöveknek köszönhetően az ismert Jupiter-holdak száma már 13-ra szaporodott. Végül, napjainkban az űrszondák segítségével egész kisméretű, halvány törmelékholdakat is sikerült lefényképezni, és így 1983-ban a nyilvántartott Jupiter-holdak száma már elérte a 16-ot. A 3.7. táblázatban a holdak legfontosabb adatait foglaltuk össze. A legtöbb holdról nem is tudunk sokkal többet, mint ami a táblázatban található. A *Galilei-féle holdak* és az *Amalthea* az űrszondás vizsgálatok után azonban már nem oly ismeretlenek számunkra, mint az említett kisebb holdacsokák.

3.7. táblázat. A Jupiter holdjai

Szám	Név	Felfedezés éve	Pályasugara [10 ³ km]	Keringési idő [nap]	Excentricitás	Inklináció [°]	Sugár [km]	Vizuális fényesség [magnitúdó]
JXVI	Metis	1979	127,96	0,295	0?	0?	20?	17,4
JXV	Adrastea	1979	128,98	0,298	0?	0?	12×10×8	18,9
JV	Amalthea	1892	181,3	0,498	0,003	0,45	135×85×75	14,1
JXIV	Thebe	1979	221,9	0,675	0,013	0,9?	55×7×45	15,5
JI	Io	1610	421,6	1,769	0,004	0,04	1815	5,0
JII	Europa	1610	670,9	3,551	0,009	0,47	1569	5,3
JIII	Ganymede	1610	1 070	7,155	0,002	0,21	2400	4,6
JIV	Callisto	1610	1 880	16,689	0,007	0,51	2400	5,6
JXIII	Leda	1974	11 094	238,7	0,148	26,1	5?	20,2
JVI	Himalia	1904	11 480	250,6	0,158	27,6	90?	14,8
JX	Lysithea	1938	11 720	259,2	0,107	29,0	10?	18,4
JVII	Elara	1904	11 737	259,7	0,207	24,8	40?	16,7
JXII	Ananke	1951	21 200	631	0,17	147	10?	18,9
JXI	Carme	1938	22 600	692	0,21	164	15?	18,0
JVIII	Pasiphae	1908	23 500	735	0,38	145	20?	17,7
JIX	Sinope	1914	23 700	758	0,28	153	15?	18,3

A kérdőjeles adatok bizonytalansága meghaladja a 10%-ot!

A Galilei-féle holdak. Eddig négy űrszonda haladt el oly közel a Jupiter-rendszer mellett, hogy méréseik és pályaperturbációik alapján lényegesen pontosítani lehetett a holdakra vonatkozó adatokat. Ezek közül közlünk néhányat a Galilei-féle holdakra vonatkozóan (3.8. táblázat).

3.8. táblázat. A Galilei-féle holdak adatai

Hold	Tömeg [10 ²² kg]	Sugár [km]	Sűrűség [g/cm ³]	Nehézségi gyorsulás [m/s ²]
Io	8,92	1816 ± 5	3,55	1,79
Europa	4,87	1569 ± 10	3,04	1,32
Ganymede	14,90	2531 ± 10	1,93	1,43
Callisto	10,75	2400 ± 10	1,78	1,21

A legbelsőbb Galilei-féle hold, az *Io* (3.1.24. ábra, melléklet), rendkívüli látványt nyújt a Voyager-felvételeken. Felszínét élénk sárga, vörös, narancsszínű és barna tónusok tarkítják. A pólusok felé haladva fokozódnak a sötétebb színek. Feltűnő az is, hogy felszínén szinte nem látni becsapódási krátereket. Pedig a Jupiter gravitációs erőterének fókuszáló hatása miatt az *Io* felszínének felületegységén több becsapódásnak kellett történnie, mint a távolabb keringő holdak esetében. Ebből következik, hogy mai felszíne már a meteorbombázás korszaka után alakult ki. Nem tudjuk azonban megmondani, hogy az eredetileg minden bizonnyal kialakult krátereket erózió, szedimentáció, vagy pedig vulkanikus por lerakódása tüntette-e el. Utóbbi feltevés látszik valószínűnek, mert 3 hónapnyi időkülönbséggel készült felvételek bizonyítják, hogy az *Io* felszíne már ilyen rövid idő alatt is jól kivehető változásokon megy keresztül. Az utóbb említett változások oka az *Io* rendkívül erős vulkanikus aktivitása. Az űrszondák által készített felvételeken több, mint 100 kalderát lehetett kimutatni. Némelyik kaldera átmérője meghaladja a 200 km-t. Ugyanakkor a felvételeken számos fumarolát is tudtak azonosítani.

A legnagyobb meglepetést azonban az okozta, hogy a felvételeken nyolc, egyidejűleg működő vulkánt találtak. Egyes lefényképezett vulkánkitöréseknél a kilővelt gáz és por 200...300 km magasságig emelkedett, protuberanciaszerű szökőkutakhoz hasonlóan. Ebből a magasságból könnyen kiszámítható, hogy az erupciós sebesség 1 km/s körül lehetett, ami sokkal nagyobb, mint a földi vulkánkitöréseknél.

Az erős vulkanikus tevékenység felveti a kérdést, hogy az milyen energiából táplálkozik. A számítások szerint ilyen nagy energiát csak valószínűtlenül erős radioaktivitás biztosíthatna, ezért ezt a feltevést elvetették. Kiderült azonban, hogy a szükséges energiát az árapálykeltő erők biztosíthatják. Részleges elemzések ui. azt mutatják, hogy az *Europa* és a *Ganymede* erősen perturbálja az *Io* pályájának excentricitását. Ez odavezet, hogy a dagályhullám, amely az *Io* kötött keringése miatt elvileg a felszín egy adott részéhez kötődne, lassan eltolódik az *Io* felszíne mentén. Ez a jelenség, a Jupiterrel való kölcsönhatással, tekintélyes mennyiségű energia disszipációját eredményezi az *Io* kőzeteiben, amelyek ettől felmelegsznek.

Az említetteken kívül az *Io* felszínén még látszanak kisebb-nagyobb hegyek és völgyek is. Kisebb szélességeken a domborzat kiemelkedései nem haladják meg a 2-3 km-t. A poláris vidékeken azonban még 10 km-es szintkülönbségek sem ritkák (ez a Földön 35 km magas hegyeknek felelne meg!). Itt számos röghegység is talál-

ható, 100 km nagyságrendű átmérőkkel. A felszín élénk színeit az igen nagy mennyiségben felgyülemlett kén- és foszforvegyületek adják.

A második *Galilei*-féle hold, az *Europa* (3.1.25. ábra, melléklet), felszínének jellegzetessége, hogy vonalszerű hálózat borítja. Ezek valójában 50...200 m széles, és több száz, sőt néha ezer km-nél is hosszabb repedésvonalak. Ennek ellenére az *Europa* hihetetlenül sima felszínű, nincs rajta egyetlen hegy sem, sőt: a felszín egyenletlenségei nem haladják meg az 50 m-t. Így nem csoda, hogy egyesek ezt a holdat billiárdgolyóhoz hasonlítják. Az *Europa* infravörös színeképe azt mutatja, hogy a felszínét jégnek kell borítania. Modellszámítások, amelyek az *Europa* méreteit és sűrűségét is figyelembe veszik, mintegy 100 km vastag jeget tételeznek fel a hold felszínén. Ezek szerint az említett vonalrendszer a jégben keletkezett rianási törésvonalakból áll. A töréseket feltehetően árapálykeltő erők hozták létre. A jégréteg valószínűleg egy hidroszféra megfagyásából keletkezett, de már a meteorbombázások korszaka után. Ezzel magyarázható, hogy az *Europa* mai felszínén nem látni becsapódási krátereket.

A táblázat adataiból kitűnik, hogy a *Ganymede* és a *Callisto* sűrűsége feltűnően kicsi. Így bizonyosra vehető, hogy tömegüknek mintegy 50%-a víz vagy jég. Ezt igazolják a holdak infravörös színeképei is, amelyek szerint a felszín jelentékeny része jégből áll. Ennek alapján a holdak belső felépítését úgy képzelik, hogy a bizonyára meglevő kőzetmagjai (ezek létezése az átlagsűrűségből következik!) vízköpenybe vannak ágyazva, és ily módon a holdak belseje a szilikát szennyeződésekkel együtt egy sűrű, iszapszerű masszát képez (olyan mélységekben, ahol a hőmérséklet már elég magas). A kéreg viszont legnagyobbbrészt jégből áll.

Mindkét hold felszíne a mi Holdunk felszínéhez hasonlít. Ez elsősorban azt jelenti, hogy igen sok krátert találunk rajtuk, sőt még kráterekből kiinduló sugárrendszerek is láthatók, éppúgy, mint a Holdon. A krátersűrűség a legnagyobb a *Calliston* (3.1.26. ábra, melléklet), és sokak szerint itt található a Naprendszer legősibb bolygófelszíne. Különösen érdekes a *Callisto* két becsapódási struktúrája, amelyet koncentrikus gyűrűk vesznek körül. A 3000 km átmérőjű *Valhalla* körül 8-10 koncentrikus gyűrűt lehet felfedezni, és hasonló hozzá a 120 km átmérőjű *Asgard* is. A Holdhoz való hasonlóság mellett megemlítendő, hogy a *Calliston* nincsenek olyan központi medencék, mint a Holdon, és hiányoznak a becsapódáskor kidobott anyagból képzett sugarak és lineáris alakzatok, mint pl. a holdbeli *Mare Orientale* esetében. Az is bizonyos, hogy a *Callisto* gyűrűrendszere viszonylag fiatal képződmény, hiszen csak kevés kráter borítja.

A *Ganymede* (3.1.27. és 3.1.28. ábra, melléklet), noha csak a Jupiter egyik holdja, mégis nagyobb a Merkúr bolygónál. Felszíne sokrétű geológiai fejlődésről árulkodik. A teljesen sötét, sok kráterrel borított területek közvetlen szomszédságában egész világos felszíni részeket találunk, amelyeken alig látni krátereket. Ezek a világos területeken viszont sok párhuzamos vagy egymást keresztező vonal látszik. Geológusok véleménye szerint ezek a vonalak, amelyeknek mélysége 100 m nagyságrendű, szélességük pedig 5...15 km, kontinentális lemezek vándorlásáról, laterális mozgásáról tanúskodnak. Megemlítendő, hogy a *Ganymeden* a domborzat szintkülönbségei alig haladják meg az 1 km-t, így rajta sem hegységeket, sem nagyobb medencéket nem találunk.

Sokáig az *Amalthea* számított a Jupiter legbelső holdjának, hiszen csupán 110 000 km-re, vagyis alig másfél Jupiter-sugárra a felszíntől kering (mintha a mi Holdunk kb. 10 000 km távolságra lenne, vagyis kereken 40-szer közelebb, mint a valóságban!). Amint táblázatunkból látható, azóta találtak két, még közelebb keringő törmelékholdat. A *Galilei*-féle holdakhoz képest az *Amalthea* a $270 \times 165 \times 150$ km-es méreteivel kicsinek számít. Alakja távolról sem szabályos: nem forgási

ellipszoidhoz, hanem inkább egyik végén kissé kihegyesedő krumplihoz hasonlít. Az *Amalthea* is kötötten kering, így tompa végével állandóan a Jupiter felé fordul.

Felszíne nagyon sötét, olyan mint a Mars holdjaié, albedója: 0,056. Színindexe: $B-V=1,5$ (a színindex tárgyalását lásd a 4. fejezetben), ami elárulja, hogy valójában sötétvörös felszínről van szó, amelyen található néhány világosabb, kevésbé vörös folt is. Legjellemzőbb felszíni alakzatai között kell megemlítenünk két nagyobb és számos kicsi krátert, néhány hegyvonulatot és egy vályúszerű alakzatot. A 90 km átmérőjű kráternek javasolták a *Pan*, a 70 km-esnek a *Gaea* nevet (ezek még nem elfogadott nevek!). Kis albedójából szakértők feltételezik, hogy az *Amalthea* anyaga valószínűleg hasonló a kondritokéhoz (lásd meteorok!). Az is lehetséges, hogy a hold mai felszínét a Jupiter magnetoszférájából és a szomszédos holdakról származó anyag tette ilyen sötétté.

A mérések szerint az *Amalthea* felszíni hőmérséklete 180 ± 5 K (-93 °C). Ez azért érdekes, mert a számítások szerint még egy fekete test sem melegedhetne fel ennyire, legfeljebb 165 K-re (-108 °C). Az eltérést eddig nem sikerült megmagyarázni.

3.1.2.2. A Szaturnusz

A Szaturnusz adatai

Átmérője	9,45 Föld-átmérő	= 120 600 km
Tömege	95,2 Föld-tömeg	= $5,69 \cdot 10^{26}$ kg
Sűrűsége		0,69 g/cm ³
Közepes naptávolsága	9,546 CSE	= $1,427 \cdot 10^9$ km
Rotációs periódusa		10 ^h 39 ^m 24 ^s
Sziderikus keringésideje		29,46 év
Szinodikus keringésideje		378,1 nap
Egyenlítői sík hajlásszöge		
a pályasíkhöz		26,8°
Közepes pálya menti sebessége		9,65 km/s
Pálya excentricitása		0,0556
Pályasík hajlásszöge az ekliptikához		2,5°
Felszíni nehézségi gyorsulása		10,4 m/s ²
Szökési sebesség		35,5 km/s
Albedó		0,7

A Naprendszer második legnagyobb bolygója, a Szaturnusz, a távcső felfedezése óta a leglátványosabb égitestnek számít. Primitív, első távcsövével már G. GALILEI észrevette, hogy a Szaturnuszt szorosan közrefogja „két szolgálja”, és ezek a későbbi években láthatatlanná váltak. Később, 1649-ben a holland J. HEVELIUS is látja a két „nyúlványt”, végül 1656-ban a híres C. HUYGHENS állapítja meg (jó minőségű távcsövével), hogy a Szaturnuszt egy gyűrű veszi körül.

Időközben már felfedezték a Szaturnusz legnagyobb holdját, a *Titant* is, és egyre többen kezdik tanulmányozni a Szaturnusz csodálatos világát: újabb és újabb holdakat fedeznek fel, és egyre több részletet ismernek meg a gyűrű szerkezetében.

Számba véve azonban mindazokat az ismereteket, amelyeket az úrkorszak kezdetéig össze tudtunk gyűjteni, meg kell állapítanunk, hogy a Pioneer—11 és a két Voyager űrszonda ezerszer annyi adattal gazdagította a Szaturnuszra vonatkozó

ismereteinket! Gondoljunk bele: ma már nem négy, hanem több ezer gyűrűről tudunk, és a földi távcsövekben csupán apró, fénylő pontocskáknak látszó holdakról ma már többet tudunk, mint korábban a Szaturnuszról!... Nem csoda tehát, hogy jelen könyvünkben a bőség zavarával küzdünk, és csak egy szerény válogatás keretében tudjuk bemutatni a Szaturnusz roppant érdekes világát.

A Szaturnuszt is vastag felhőzet borítja, amely azonban nem oly látványos, mint a Jupiternél, de hasonlít hozzá, és elég gyors változásokat mutat. Éppen ezért a bolygó rotációs periódusát nem a felhőzet alakzataiból, hanem *rádiósugárzásának* periodicitásából vezették le. Kiderült, hogy a Szaturnusz is differenciális rotációt mutat, amelynek egyenlítői értéke $10^{\text{h}} 39^{\text{m}} 24^{\text{s}}$, vagyis még gyorsabban forog, mint a Jupiter. A gyors forgás következtében a Szaturnusz is lapult, statikus lapultsága 0,10, ami a legnagyobb érték az egész Naprendszerben, és ennek következtében poláris átmérője 12 450 km-rel rövidebb, mint az egyenlítői átmérő (érdemes felfigyelni arra, hogy a különbség kb. egy földi átmérőt tesz ki!).

Táblázatunkból kitűnik, hogy sűrűsége kisebb bármelyik bolygó sűrűségénél. Ebből kiindulva szakértőknek az a véleménye, hogy a Szaturnusz „napanyagból”, vagyis az elemeknek abból a keverékéből áll, amelyből annak idején a Nap is keletkezett. Ugyanakkor az is feltételezhető, hogy nagy tömege révén, gravitációs vonzással meg tudta tartani még a gázokat is, amelyek az eredeti anyag komponensei voltak. Ezért roppant érdekes és fontos volna ismerni a Szaturnusz pontos kémiai összetételét és belső felépítését, de erre csak különböző hipotéziseink vannak. Ezek legtöbbször szerint a Szaturnusz középpontjában viszonylag nehéz elemek (szilícium, vas) egy elég kicsiny, $0,14 R_S$ Szaturnusz-rádiuszig (R_S) terjedő szilárd magot alkotnak. Ennek össztömege kb. 16,5 Föld-tömeget, vagyis a Szaturnusz tömegének mintegy $1/5$ -ét teszi ki. Ezt a magot egy $0,24 R_S$ -ig terjedő jéghej veszi körül, amely metánból, ammóniából és vízjégből áll. A következő héj $0,59 R_S$ -ig terjed és főleg hidrogénből áll. A hidrogén a héj alsó részében fémes-folyékony állapotban van, míg feljebb már légnemű hidrogént találunk. Fontos tényező, hogy a hidrogénhéj jelentékeny mennyiségben héliumot is tartalmaz. A héj felsőbb rétegeiben a hélium fokozatosan lecsapódik, és az alacsonyabban elhelyezkedő fémes hidrogénre csapódik. Az így felszabaduló energiát a Szaturnusz hőenergia formájában kisugározhatja. Ez a hipotézis adhat magyarázatot arra, hogy a Szaturnusz belsejében hogyan termelődhet energia. A mérések ui. kimutatták, hogy a Szaturnusz háromszor annyi energiát sugároz, mint amennyit szoláris energia formájában elnyel (a különbség tetemes: 10^{14} kW!).

A hidrogénhéj fölött már a Szaturnusz légköre, ill. felhőzete kezdődik. A Voyager űrszondák tisztázták a légkör összetételét. A mintegy 80% hidrogén és 11% hélium mellett a légkörben van még ammónia (NH_3), metán (CH_4), valamint nyomelemként foszfén (PH_3), etán (C_2H_6), acetilén (C_2H_2), metil-acetilén (C_3H_4) és propán (C_3H_8).

A Szaturnusz mellett elhaladva az űrszondák sarki fényre jellemző (aurorális) hidrogén- és héliumemissziókat mutattak ki az ultraibolya-tartományban, mégpedig nemcsak a poláris vidéken, hanem közepes szélességeken is. A poláris vidékeken fellépő aurorák a magnetoszférából származó elektronoknak a hidrogénnel és héliummal való kölcsönhatásából jönnek létre, és valószínűleg komplex szénhidrogénmolekulák keletkezését is eredményezik. Nem tudjuk azonban megmagyarázni a közepes szélességeken fellépő aurorális tevékenységet.

Az infravörös mérések, valamint a rádióokkultációs kísérletek sok értékes adatot szolgáltatottak a bolygó légkörének szerkezetére vonatkozóan. Megállapították, hogy a légkör felső határánál a légnyomás a földfelszíninek $0,1\%$ -át teszi ki. A felső sztratoszférában a napfény nagymértékben abszorbeálódik, így ott a hőmérséklet viszonylag magas: 143 K (-130°C). Lefelé haladva a hőmérséklet csökken, és a 70 mbar

szinten eléri a 93 K ($-180\text{ }^{\circ}\text{C}$) minimumot (ez a szint felel meg a tropopauzának). Lejjebb haladva a hőmérséklet most már növekszik, és az 1 bar szinten éri el 135 K ($-138\text{ }^{\circ}\text{C}$) maximumát. Az űrszondák mérései szerint az északi pólus környékén a hőmérséklet kb. 10 K-nel alacsonyabb volt, mint a délin, amit évszakos hatásnak is lehet tekinteni.

A legfelső felhőréteg vastagságát 100 km-re becsülik, és ez főleg fagyott ammónia-kristályokból áll. Ez a felhőréteg az 1 bar-os szint és a tropopauza között helyezkedik el, de bizonyos jelekből arra következtetnek, hogy alacsonyabban még további két felhőréteg lehet. Ezeket azonban a műszerekkel nem sikerült kimutatni. A felhőzet megfigyelt elszíneződéseit nem lehet annak kémiai összetételével megmagyarázni. Valószínű, hogy az elszíneződéseket a felhőzetben található nyomelemek kémiai reakciói okozzák.

A Voyager-felvételek segítségével igen részletesen lehetett tanulmányozni a Szaturnusz légkörének, felhőzetének cirkulációs jelenségeit. Legfeltűnőbbek azok a keskeny, sárgásbarna sávok, amelyek az egyenlítővel párhuzamosan helyezkednek el. Ezekben a keskeny szélességi sávokban erős szeleket lehetett kimutatni. A legnagyobb szélességek meghaladják az 1500 km/h-t is. Szakemberek azt várták, hogy a szomszédos sávokban a szélirányok, a Jupiternél tapasztalt módon, ellentétesek, vagyis váltogatva keleti, majd nyugati irányúak. Ezzel szemben a mérések azt mutatták, hogy a 35° É és 35° D közötti 70° -os szélességi sávban mindig csak egyetlen áramlás van, mégpedig legtöbbször kelet felé. Itt a szélesség szuperszonikus, és mintegy négyeszerese a Jupiter egyenlítői szélességének.

Nagyobb szélességeken viszont az egymást követő keskeny sávokban a szélirány mindig ellentétes, és a szélesség a szélesség növekedésével csökken. Feltűnő a két féltekén mért széleloszlás nagyfokú szimmetriája. Ebből arra lehet következtetni, hogy az évszakos hatások, ha egyáltalán léteznek, nagyon csekélyek.

Kisebb szélességű sávokban a felemelkedő meleg levegő viharörvényeket hoz létre, és ezek nagy kiterjedésűek és hosszú élettartamúak is lehetnek. Az egyik ilyen ovális alakú örvény mérete 5000×7000 km volt, és nemcsak a Voyager—1 felvételein, de a 9 hónappal később készült Voyager—2 képeken is kimutatható volt. Feltételezik, hogy ezeket az óriási viharokat és a velük kapcsolatos hatalmas örvényeket a Szaturnusz belső energiatermelése táplálja.

Mivel a Szaturnusz forgástengelyének hajlásszöge $26^{\circ}8'$, fel kell tételeznünk évszakok létezését is. Itt azonban az évszakok időtartama kb. 30-szor hosszabb, mint a Földön (a keringésidő következtében!), és megzavarja őket a gyűrűk jelenléte is. A gyűrűk ui. elfogják a sugárzás egy részét, és az egyenlítői vidékekre vetítődő, változó sötétségű árnyékkal, járulékos évszakos hatásokat idéznek elő. Mindezek ellenére az űrszondák a két félteke között csak kis hőmérsékleti különbségeket tudtak kimutatni. Ez azzal magyarázható, hogy a bolygó légköre igen vastag, nagy a hőkapacitása, és ezért nem reagál gyorsan az évszakosan változó megvilágítási viszonyokra, vagyis feltehetően nincs is nagy különbség a nyári és téli hőmérsékletek között.

Ahhoz, hogy egy bolygónak magnetoszférája is legyen, szükséges egy belső mágneses tér. Közfelfogás szerint egy forgó bolygó mágneses terét a fémek magjában bekövetkező mozgások eredményezik, és ez elsősorban amiatt következik be, hogy a bolygó fémek magja aszimmetrikusan helyezkedik el a bolygó belsejében. Ennek viszont az lenne a következménye, hogy a mágneses pólusokat összekötő tengely nem esne egybe a bolygó forgástengelyével. Így van ez a Föld és a Jupiter esetében, és ezt várták a Szaturnusznál is. Nagy volt ezért a szakemberek meglepetése, amikor az űrszondák mérései alapján kiderült, hogy a Szaturnusznál a két tengely hajlásszöge csupán $0^{\circ}7'$,

ami elhanyagolható, és ezenkívül a bolygó mágneses tere nem mutat észak-déli aszimmetriát sem!

A mérések szerint a Szaturnusz mágneses dipólusmomentuma $4,6 \cdot 10^{16} \text{ T m}^3$, vagyis lényegesen kisebb, mint a Jupiteré. A pólusok excentricitása alig $0,04 R_S$ -nyi, a kvadropólus/dipólus arány alig 10%. a felszíni mágneses fluxussűrűség kb. $0,02 \text{ mT}$, ami még a földinél is kisebb (itt a felszín jóval távolabb van a forrástól).

Bár a Szaturnusz mágneses terének kiterjedése a Jupiteréhez hasonlítható, az általa fogva tartott részecskék száma sokkal kisebb. Ennek egyik oka az, hogy ebben a magnetoszférában nincs olyan nagy teljesítményű részecskeforrás, mint a Jupiternél pl. az *Io* vulkánjai, amelyek másodpercenként tonnányi anyagot ömlesztnek a Jupiter magnetoszférájába. De szerepet játszanak a gyűrűk is, amelyek a töltött részecskéket abszorbeálják, és ezzel „kiszűrik” a belső magnetoszférát, ahol egyébként a legnagyobb intenzitású sugárzási övezeteket kellene találnunk.

A Szaturnusztól kifelé haladva, eleinte egyáltalán nem találunk befogott töltött részecskéket a gyűrűket metsző mágneses térben. Azonban kb. $2,5$ sugárnyi távolságtól kezdve a töltött részecskék száma hirtelen növekedni kezd. Természetesen, ez a növekedés nem egyenletes, hiszen pl. az egyes holdak, valamint az *E* gyűrű abszorbeáló hatása ingadozásokat okoz az intenzitásban. A *Thethis* és a *Rhea* pályája közötti térségben, vagyis $5 \dots 10$ sugárnyi távolságban, a legtöbb fajta ion és az elektronok maximális intenzitást érnek el. Itt, a belső magnetoszférában, a Szaturnusszal együttforgó mágneses tér hatására a töltött részecskék egy vékony, szintén együttforgó plazmagyűrűben sűrűsödnek össze. Ez a plazmagyűrű kb. a $4 \dots 7 R_S$ -nyi tartományban helyezkedik el, vastagsága mintegy $50\,000 \text{ km}$, és benne az elektronok koncentrációja kb. $10/\text{cm}^3$. Ehhez a gyűrűhöz csatlakozóan kezdődik egy kb. kétszer olyan vastag plazmalemez, amelyben a részecskék sűrűsége kb. 10 -szer kisebb. Ez a lemez mintegy $15 R_S$ -nyi távolságban ér véget.

A belső magnetoszférát jól kimutathatóan befolyásolja a *Rhea*, a *Dione* és a *Thethys*, mégpedig elektronok és ionok abszorpciójával. Ez természetesnek tűnik, ha figyelembe vesszük, hogy ezeknek a holdaknak a pályái a magnetoszféra legsűrűbb részeiben helyezkednek el. E holdak további hatása, hogy keringésükkel plazmainstabilitásokat idéznek elő, és plazmahullámokat is keltenek, ami végül is kislekvenciás rádióemissziót eredményez. A holdaknak és a magnetoszférának ebből a kölcsönhatásából származó rádiózőrejek a Szaturnusz-rendszer különlegességei közé tartoznak. Érdekes, hogy a Szaturnusznak ezt a pulzáló rádióemisszióját a *Dione* modulálja, azonban ennek mechanizmusát még nem ismerjük.

Az említetteken kívül a Szaturnuszt egy hatalmas, semleges hidrogénből álló torusz is körülveszi. Ez a *Rhea* pályájánál kezdődik, és valahol a *Titan* pályáján túl ér véget. Ebben a gázfelhőben elsősorban olyan hidrogénatomok vannak, amelyek a *Titan* légkörét alkotó metánból, fotokémiai úton szabadultak fel, és onnan szöktek el. A fentebb említett, együttforgó magnetoszféra-részecskék és a semleges hidrogén kölcsönhatásából protonok és ionok keletkeznek. Ez a folyamat gazdag ionforrásnak számít, hiszen a becslések szerint másodpercenként 10^{24} iont termel.

Ismeretes, hogy a bolygótól távolodva a magnetoszféra alakját és kiterjedését egyre inkább a napszél intenzitása határozza meg. Ha a napszél nyomása kicsi, a Szaturnusz magnetoszférája erősen kitágul, és még $30 R_S$ -nyi távolságban is kimutatható. Ha azonban a napszél nyomása megnövekszik, a magnetoszféra határa a *Titan* pályáján belülre, $20 R_S$ -nyi távolságra zsugorodik össze.

A Nappal ellentétes oldalon a magnetoszféra egy óriási farokban folytatódik, amely akár százmillió km-ekre is kinyúlhat. Ez a magyarázata annak, hogy az űrszondák a méréseik legnagyobb részét miért a farokrészben végezték.

A Szaturnusz rádiósugárzása kapcsán derült ki, hogy a bolygón hatalmas zivatarok is keletkeznek. Mindkét Voyager űrszonda ui. több ízben egyidejűleg vett olyan rádiózöreket, amelyek a földi zivatarok alkalmával vehetők rádión. Hosszas vizsgálatokkal az egyik zivatargóc helyét sikerült behatárolni: a jelek az egyenlítői vidék egy 64 000 km kiterjedésű részéből származtak, és ott egyidejűleg 1600 km/h sebességű szeleket is mértek. A rádiójelek erősségéből arra következtettek, hogy a zivatar a nagyobb földi optikai távcsövekkel is megfigyelhető. Sajnos azonban a Szaturnusz felett lebegő ködpára ezt megakadályozta. Megjegyezzük, hogy eddig a Földön kívül a Vénuszon és a Jupiteren sikerült kimutatni zivatarokat.

A Szaturnusz gyűrűrendszere

Míg régebben azt hittük, hogy a Szaturnusz gyűrűje csak az *A*, *B*, *C* részekből áll, addig ma már, az űrszondák felvételei alapján tudjuk, hogy keskenyebb-szélesebb gyűrűk ezreiről van szó. Azt is tudjuk, hogy a gyűrűt billiónyi, különböző méretű jégrészecske alkotja, és ezek mindegyike meghatározott pályán kering a Szaturnusz körül, de oly közel egymáshoz, hogy a ma elérhető felbontás mellett az azonos vagy hasonló pályán keringő részecskék raját egybefüggő, folyamatos gyűrűnek látjuk. E gyűrűk összessége egyedülálló szépségű és sok vonatkozásban igen érdekes látványt nyújt, ugyanakkor súlyos problémák elé állítja a szakembereket, akiknek az lenne a feladata, hogy a gyűrűrendszer keletkezését és dinamikai jelenségeit magyarázzák (3.1.29., 3.1.30., 3.1.31. ábra, melléklet).

A gyűrűrendszer mai ismereteink szerint a felhőtakaró felett mintegy 7000 km-re kezdődik a *D* gyűrűvel, és 5,0 R_S -nél, vagyis a Szaturnusz középpontjától 300 000 km-re az *E* gyűrűvel ér véget. Ez azt jelenti, hogy a gyűrűrendszer szélessége kb. 250 000 km! Ebben a gyűrűsávban sok ezer vékonyabb-vastagabb gyűrű található. A kamerák korlátozott felbontóképessége miatt nehéz egy karakterisztikus méretet megadni, de ennek ellenére biztosan tudjuk, hogy vannak olyan gyűrűrészek, amelyek keskenyebbek 300 m-nél.

Korábbi elképzeléseinket és megszokott terminológiánkat az űrszondák felvételei és mérései alapján módosítanunk kell. Így pl. nem beszélhetünk a régi értelemben az egyes gyűrűket elválasztó résekről, helyesebb úgy fogalmazni, hogy amit egy-egy gyűrű határanak tekintünk, az nem egyéb, mint helyi minimum az anyag radiális eloszlásában, hiszen a mérések bizonyítják, hogy a „rések” sem anyagmentes térségek (ettől függetlenül a továbbiakban is használni fogjuk a konvencionális „rés” kifejezést).

Egy másik lényeges felismerés, hogy a gyűrűrendszernek vannak részei, amelyeknek struktúrája nem állandó. Ezek olyan hullámokat reprezentálnak, amelyek a gyűrűk anyagán keresztül terjednek tova radiális irányban.

A könnyebb tájékoztatás kedvéért először felvázoljuk a gyűrűrendszer makroszerkezetét. Már kisebb felbontás mellett is jól látható, hogy néhány szélesebb rés több részre osztja a gyűrűrendszert, sőt némely esetben a részecskesűrűség drasztikus csökkenése éles vonalnak látszik, amely gyűrűrészeket választ el egymástól. Ilyen „él” választja el 1,21 R_S -nél a *D* és *C* gyűrűt, valamint 1,53 R_S -nél a *C* és *B* gyűrűt. Míg a *D* és *C* gyűrűk képein több rés is felismerhető, addig a mai felbontás mellett a *B* gyűrű résmentesnek tűnik.

Tovább haladva kifelé, a *B* gyűrűt az 5000 km széles *Cassini-rés* választja el az *A* gyűrűtől. Utóbbiban több keskenyebb rés található, ezek közül legnevezetesebb az *Encke-féle rés*, amelyet az amerikaiak néha *Keeler-rés*nek neveznek.

Az *A* gyűrűn túl találjuk a néhány 100 km széles *F* gyűrűt, majd mintegy 30 000 km-rel kijebb, 2,8 R_S -nél terül el az igen halvány *G* gyűrű, végül 3,5...5,0 R_S közötti térségben keringenek az *E* gyűrű részecskéi.

A gyűrűk és egyes részeik nem azonos színűek. Így pl. a *C* gyűrű színe megegyezik a *Cassini-rés*ben található vékonyka gyűrűk színével. Ugyanakkor a *C* gyűrű közepe táján van legalább három olyan gyűrű, amelynek színe inkább a vastag *B* gyűrűre jellemző. Sok hasonló példát sorolhatnánk még a színbeli különbségekre. Ezek kapcsán merült fel a gondolat, hogy ha a színbeli különbségek összetételbeli különbségeket is jelentenek (ami igen valószínűnek látszik!), akkor ebből az következik, hogy a gyűrűket alkotó részecskék nem vándorolnak egyik gyűrűből a másikba. Akkor pedig a főbb gyűrűszerkezet a keletkezése óta stabilnak tekinthető.

A fényképfelvételekről közvetlenül nem lehet megállapítani a gyűrűket alkotó részecskék karakterisztikus méretét, mivel az messze a felbontóképesség alatt van. Azonban abból, hogy az egyes gyűrűk hogyan verik vissza a fényt és a különböző hullámhosszúságú rádióhullámokat a különböző irányokba, levezethető volt, hogy a gyűrűrendszerben található legnagyobb részek 10 m nagyságrendűek, míg a legkisebbek a mikrométeres tartományba tartoznak. A két határ között minden méret megtalálható, bár az is kiderült, hogy egy-egy gyűrűben bizonyos méretű részecskék dominálnak. Ez a megállapítás összhangban van azzal, hogy az egyes gyűrűknek meghatározott színe van, a részecskék méretétől függően. Az egyes alakzatok karakterisztikus részecskeméretének felső határa a mérések szerint a következő: az *E* és *F* gyűrű részecskéi kisebbek 5 mikrométernél, a *D* gyűrűnél a mérethatár 8 m, a *C* gyűrűnél 2 m, az *A* gyűrűnél 10 m, és a *Cassini-rés*nél 8 m.

Ultraibolya-spektrométeres mérések szerint a gyűrűk tartományában atomi hidrogén található. Ebből arra lehet következtetni, hogy a gyűrűrendszert egy ritka, hidrogénből és vízgőzből álló felhő veszi körül. Ezt a felhőt a gyűrű elpárolgott anyaga alkotja.

A mérések szerint a gyűrűrendszer maximálisan 93 K-re ($-180\text{ }^\circ\text{C}$) melegszik fel, de az árnyékban levő részek hőmérséklete csak 73 K ($-200\text{ }^\circ\text{C}$).

A továbbiakban az egyes gyűrűcsoportokat fogjuk tárgyalni, a Szaturnuszról mért távolság sorrendjében.

A *D* gyűrű. Ez a mintegy 6000 km széles gyűrű kb. 7000 km-rel a felhőzet felett (a bolygó középpontjától számítva 1,11 R_S -nél) kezdődik, és a *C* gyűrűig tart. Létezését P. GUERIN francia csillagász már 1969-ben megjósolta, de halványsága miatt földi távcsövekkel nem látható. A *D* gyűrűt első ízben a Voyager űrszondák fényképezték le. A felvételekből kitűnik, hogy a gyűrű azért oly halvány, mert részecskékben igen szegény. Amit mi *D* gyűrűnek nevezünk, az valójában bonyolult szerkezetű, keskeny gyűrűk együttese.

A *C* gyűrű. Jó látási viszonyok mellett ez a halvány gyűrűcsoport még kisebb távcsőben is felismerhető. Éles határvonal választja el a *D* gyűrűtől 1,21 R_S -nél, vagyis kb. 13 000 km-re a felhőtakarótól kezdődik. A *C* gyűrűrendszer teljes szélessége kb. 19 000 km. Az egész tartományban viszonylag szabályosan váltogatva következnek világos és sötét sávok. Két jól kivehető rés is látszik a felvételeken: az egyik a felhőtakarótól számított 17 300 km-nél kezdődik és kb. 200 km széles, a másik 27 100 km-nél kezdődik és kb. 300 km széles. Ez utóbbi rés tartalmaz egy keskeny, fényes, elliptikus gyűrűt is. Ennek az elliptikus gyűrűnek érdekes vonása, hogy nem mindenütt egyformán vastag: a Szaturnuszhoz közeli oldalon 35 km széles, míg a távolabbi oldalon már 90 km-re vastagszik. Sem ennek, sem a más részeken kimutatott elliptikus gyűrűknek a keletkezésére nincs kellő magyarázatunk. Egy hipotézis szerint

egy a gyűrűbe ágyazódott, piciny holdacska perturbációja okozná a gyűrű ellipticitását. Másik elképzelés szerint az ilyen, jól körülhatárolt gyűrűk vagy akár gyűrűrendszerek ún. terelőholdaknak köszönhetik létüket. Ebben az esetben a határoló holdak gravitációs hatásukkal akadályoznák meg a részecskék szétszóródását, ilyen értelemben olyan a szerepük, mint a terelőkutyáknak a nyáj összetartásánál. Bár — mint látni fogjuk — egyes esetekben ezt a magyarázatot tényleg el lehet fogadni, ez semmiképpen sem magyarázza meg az összes rés vagy gyűrű keletkezését.

Fotometriai vizsgálatok szerint a *C* gyűrű csak kevés apró, porszerű részecskét tartalmaz. Rádióokkultációs és fotometriai mérések szerint a *C* gyűrűben a részecske méret felső határa 2 m. Figyelembe véve a részecskeeloszlásra kapott eredményeket, egy 2 m-es részecskére jut 10 db 1 m-es, és mintegy tízezer deciméteres részecske.

A *B* gyűrű. A Szaturnusz gyűrűrendszerének ez a központi része, amely egymaga fényesebb, mint az összes többi gyűrűrész együttvéve. Ez az egyetlen gyűrű, amely vastagsága következtében mind a fénnel, mind a rádióhullámokkal szemben átlátszatlan.

A *B* gyűrű szerkezete, 100 km-es felbontás mellett, leginkább egy barázdált hanglemezhez hasonlítható. A nagyobb felbontású felvételeken azonban sokkal bonyolultabb, összetettebb, gyűrűk ezreiből álló rendszer tűnik elő. Ezek a részletesebb felvételek megmutatják a gyűrűrendszernek azt a mintázatát is, amelyet a szakemberek hullámok terjedésével hoznak kapcsolatba, mivel a mintázat sem helyben, sem időben, nem állandó.

Földi mérések szerint a *B* gyűrű vastagsága, tehát egyúttal az azt alkotó részek átmérője sem lehet több 2 km-nél. A nagy radarreflektivitás azonban azt sugallja, hogy az alkotórészek nagy többsége a deciméteres vagy méteres tartományba tartozik.

Talán a legtalányosabbnak lehet tartani azokat a „küllőszerű” képződményeket, amelyeket a felvételek a *B* gyűrűvel kapcsolatban kimutattak. Ezek az alakzatok ráeső fényben feketének látszanak, viszont ellenfényben fényesebbek, világosabbak, mint a *B* gyűrű környező részei. Az ilyen optikai viselkedés az igen kis méretű részecskékre jellemző, és innen adódik az a feltevés, hogy a „küllők” igen kis részecskékből álló porfelhők, amelyek a *B* gyűrű síkja felett lebegnek. A megfigyelt jelenségek magyarázatához elegendő, ha a porfelhő néhányszor tíz méterrel van a gyűrűk síkja felett.

A „küllők” karakterisztikus hossza 10 000 km, szélességük 100...1000 km. Általában a *B* gyűrű legsűrűbb részében, vagyis a felhőtakarótól számított 45 000...55 000 km közötti tartományban lehet „küllőket” megfigyelni. Többnyire mint vékony vonalak jelennek meg, majd néhány perc alatt ék alakúvá szélesednek. Élettartamuk csupán néhány óra, feltehetően azért, mert a küllő belső részei gyorsabban keringenek, mint a külsők, így az alakzat szétesik. A küllőket alkotó alakzat egyes részeinek mozgását elemezve, nem sikerült nemgravitációs dinamikai hatásokat kimutatni. A küllők kérdése egyelőre megoldatlannak tekinthető, hiszen már a keletkezésük is talányos kérdés. Legegyszerűbb az a feltevés, hogy a finom porból álló és elektromosan feltöltött felhőt elektrosztatikus erők emelik a gyűrű síkja fölé. Ezek az elektromos erők származhatnak pl. légköri kisülésekből, amelyeneket mindkét Voyager műszerei észleltek. Azonban nem tudjuk elképzelni, hogy milyen folyamat indítja el a küllők keletkezését. Egyes feltevések szerint a Szaturnusz mágneses tere komoly szerepet játszhat egy küllő keletkezésében. Nem érthető ekkor azonban, hogy egy már kialakult küllő dinamikája miért nem mutat semmiféle eltérést a tisztán gravitációs dinamikától.

A Cassini-rés. A rés a belső, vagyis a *B* gyűrű felőli oldalán egy éles diszkontinuitással kezdődik, amely pontosan a *Mimas* holddal kapcsolatos 2:1 rezonancia helyén alakult ki (ez azt jelenti, hogy egy ott keringő részecske pontosan kétszer kerülne meg a Szaturnusz, míg a *Mimas* egyszer). A *Cassini-rés*nek ez a belső határvonala elliptikus, de a Szaturnusz nem a fókuszában helyezkedik el, mint az várható lenne, hanem kb. az ellipszis középpontjában. Mintegy 100 km-rel távolabb egy elliptikus gyűrűt találunk, fókuszában a Szaturnusszal. Mindkét elliptikus alakzatnál feltételezik, hogy 1 vagy 2 holdacska szabja meg a dinamikáját, de a feltételezett holdakat eddig nem sikerült megtalálni.

Régebben azt hitték, hogy a *Cassini-rés* valóban üres, anyagtól mentes tartomány. Ma már a felvételek alapján tudjuk, hogy a „rés” jól kivethető sötét és világos alakzatok rendszere. A résben található vékony gyűrűk szélessége a 100 km-es nagyságrendbe esik, és a gyűrűk között egész keskeny rések találhatóak, amelyeket sokan egy-egy holdacska „tisztogatásának” tulajdonítanak. Azonban szisztematikus keresés ellenére sem sikerült ezekben a résekben holdacskákat találni, pedig a felvételek felbontása olyan volt, hogy a holdak akár csupán 10 km-es átmérő mellett is felfedezhetőek lettek volna.

A *Cassini-rés* külső széle felé van egy kb. 1400 km széles sáv, amely sok, egymástól egyenlő távolságra levő, hullámszerű alakzatot tartalmaz. Elméleti szakemberek szerint ez a szabályos unduláció lényegében egy spirális sűrűség hullám terjedésének a képe. A hullám tulajdonságaiból levezethető volt, hogy a gyűrűnek ebben a részében 16 g anyag van cm^3 -ként. Ez azt jelenti, hogy a *Cassini-rés*nek ebben az 1400 km széles, „üres” sávjában 10^{17} kg anyag van jelen (ez a *Mimas* tömegének 0,3%-át teszi ki). A részek méretének felső határa 8 m, tehát valamivel nagyobb, mint a *C* gyűrűben.

Az *A* gyűrű. Belső határa kb. 61 000 km-re a felhőtakarótól ugyanolyan feltűnő élel kezdődik, mint a *C* és a *B* gyűrű esetében. Ez a gyűrű valamivel átlátszóbb, mint a *B* gyűrű. Belső 3/4 része igen szabályos szerkezetet mutat. Fotopolariméteres és rádióokkultációs mérésekből tudjuk, hogy ebben a gyűrűben tíz métertől kezdve a mikrométerig minden karakterisztikus méretű részecske előfordul. Megemlítendő, hogy az *A* gyűrű külső szélén kering az 1980S28 jelzésű „terelőhold”, amely a feltételezések szerint gravitációs hatásával biztosítja az *A* gyűrű éles külső határát. (Az 1980S28 ideiglenes jelzés arra utal, hogy a Szaturnusz körül keringő, 1980-ban 28.-nak észlelt, ismeretlen holdról van szó. Ha a pályaszámítások igazolják, hogy valóban új holdról van szó, akkor az ideiglenes jelölés helyébe lép a végleges jelölés, amely a Szaturnusz esetében S betűből és a római számmal írt megfelelő sorszámából áll. Ekkor döntenek arról is, hogy mi legyen a hold neve.)

Az *A* gyűrű külső negyedében az említett szabályos szerkezet mellett már réseket is találunk. Ezek közül legnevezetesebb a 270 km széles *Encke-rés* (*Keeler-rés*). Az *Encke-rés*ben egész sor rendkívüli gyűrűcskét találunk. Ezek egyrészt nem teljes (záródó) gyűrűk, másrészt csomós képződményeket is tartalmaznak. A csomók egyenlő, néhány száz km-es távolságokra vannak egymástól. A furcsa alakzatok kialakulását nem könnyű megmagyarázni, jobb híján résbeli holdacskáknak tulajdonítják az alakzatokat. Ilyen holdakat azonban az *Encke-rés*ben eddig nem sikerült kimutatni.

Az *Encke-rés* után következő gyűrűcskék sorozata rezonáns jellegről árulkodik. Az *A* gyűrű legfényesebb része az a néhány száz km-es, legkülső sáv, amelyet egy kb. 50 km széles rés választ el a gyűrű többi részétől. Fotopolariméteres mérések szerint az *A* gyűrűnek ennél a legkülső részénél a gyűrű vastagsága kevesebb 300 m-nél.

Az **F gyűrű**. A csupán 100 km széles **F gyűrű** olyan, mint egy ceruzavonal, amely a Szaturnusz széles gyűrűrendszerét körülveszi, a középponttól 2,33 R_S sugárnyira, vagyis 80 000 km-nyire a felhőtakarótól. Ezt a gyűrűt földi távcsöveinkkel eddig nem sikerült megfigyelni, mert igen halvány és keskeny. Először a Pioneer—11 fényképezte le, majd a Voyager űrszondák adtak róla igen részletes képet.

A gyűrűt mindkét oldalról egy-egy terelőhold határolja: az 1980S26 és az 1980S27. A fényképfelvételeken látható, hogy az **F gyűrű** legalább 3, hajfonatszerű, egymásba csavarodott gyűrűkötegből áll. Egy, a gyűrű mögött elhaladó csillag fényének elsötétedéseiből a gyűrű finomszerkezetét lehetett megismerni. Kiderült, hogy pl. az említett összefonódott gyűrűk mellett 5 különálló, egymástól jól elválasztott gyűrű figyelhető meg, ugyanakkor az egyik összefonódott gyűrűcsoportban 10 keskeny gyűrűt számoltak meg. Az **F gyűrű** mentén egyébként mintegy 9000 km-nyire egymástól, szinte szabályos rendben „anyagcsomók” követik egymást. Ezt, és a többi furcsa jelenséget, az **F gyűrűt** határoló két hold gravitációs hatásának tulajdonítják a szakemberek, bár attól még messze vagyunk, hogy a megfigyelések kvantitatív leírását megadjuk.

A **G és az E gyűrű**. A Voyager—1 felvételek némelyikén tűnt fel az $R_S=2,8$ -nél elhelyezkedő, igen halvány **G gyűrű**. Ez a gyűrű csak ellenfényben fényképezve válik láthatóvá, ami az igen apró, mikrométer méretű részecskékre jellemző. Más ismereteink erről a gyűrűről eddig nincsenek.

Jelenlegi ismereteink szerint a Szaturnusz gyűrűrendszerének határát az 3,5 R_S és 5,0 R_S közötti tartományban elhelyezkedő **E gyűrű** alkotja. A gyűrű külső széle tehát mintegy 300 000 km-re van a bolygó középpontjától. Csaknem 100 000 km széles tartományának belsejében több hold is kering: az *Enceladus*, a *Tethys*, a *Teleso* és a *Calypso*.

A gyűrű igen halvány, ezért szerkezete nem ismerhető fel, de a felvételeken látható, hogy a gyűrű vastagsága kifelé haladva növekszik, és az *Enceladus*-pálya környékén a legvastagabb. A gyűrűt alkotó részecskék karakterisztikus mérete becslések szerint kisebb 5 mikrométernél.

A Szaturnusz holdjai

Néhány évvel ezelőtt azt hittük, hogy a Szaturnusznak tíz holdja van, ma már nyilvántartunk 17-et, és mivel néhány azonosítatlan hold is szerepelt az űrszondák felvételein, sejtjük, hogy még számos további hold kering a bolygó körül (3.9. táblázat). Úgy tűnik, hogy a Szaturnusz környezetében a Naprendszer egy kicsinyített mását találjuk. Közelebbi vizsgálatok azt is kiderítették, hogy nagyon változatos világ ez, amelyben különféle objektumok találhatók. Így pl. az összes hold közül méreteivel emelkedik ki a *Titan*, amelyet még C. HUYGENS fedezett fel. Hét közepes méretű hold azonos osztályba sorolható ugyan, de látni fogjuk, hogy számos jellegzetesség különbözteti meg őket. Nyolc igen kis méretű holdacskáról a pályaadatokon kívül alig tudunk valamit, de már ezek ismerete is elég ahhoz, hogy igen érdekesnek tartsuk őket. Utolsónak említjük a legtávolabbi, *Phoebe* nevű holdat, amelyről sokan azt tartják, hogy valamikor „szabad” kisbolygóként keringett a Naprendszerben. A továbbiakban kissé részletesebben ismerkedünk meg ezzel a csodálatos világgal.

A **Titan**. Kétségkívül a Szaturnusz egyik legérdekesebb holdja, és egyúttal az egyetlen hold a Naprendszerben, amelynek jelentős tömegű, sűrű légköre van.

Sokáig azt hittük, hogy a *Titan* a Naprendszer legnagyobb holdja, de az űrszondák

3.9. táblázat. A Szaturnusz holdjai

Szám	Név	Felfedezés éve	Pályasugara [10 ³ km]	Keringésidő [nap]	Excentricitás	Inklináció [°]	Sugár [km]	Vizuális fényesség [magnitúdó]
SXV	Atlas	1980	137,67	0 602	0,002	0,3	19×13?	18
1980S27	?	1980	139,35	0 613	0,004	0,0	70×50×37?	16,5
1980S26	?	1980	141,70	0 629	0,004	0,1	55×42×33?	16
SXI	Epimetheus	1966	151,42	0,694	0,009	0,3	70×57×50?	15,5
SX	Janus	1966	151,47	0,695	0,007	0,1	110×95×80	14,5
SI	Mimas	1789	185,54	0,942	0,020	1,52	196	12,9
SII	Enceladus	1789	238,04	1,370	0,004	0,02	250	11,8
SIII	Tethys	1684	294,67	1,888	0,000	1,86	530	10,3
SXIII	Telesto	1980	294,67	1,888	?	?	7×11×12	19,0
SXIV	Calypso	1980	294,67	1,888	?	?	8×12×15?	18,5
SIV	Dione	1684	377,42	2,737	0,002	0,02	560	10,4
1980S6	Dione B	1980	377,42	2,737	0,005	0,2	15×18×?	18,6
SV	Rhea	1672	527,04	4,518	0,001	0,35	765	9,7
SVI	Titan	1655	1 221,86	15,945	0,029	0,33	2575	8,4
SVII	Hyperion	1848	1 481,1	21,277	0,104	0,43	175×117×100?	14,2
SVIII	Iapetus	1671	3 561,3	79,331	0,028	7,52?	730	10,2...11,9
SIX	Phoebe	1898	12 954,0	550,4	0,163	175,0	110	16,5

A kérdőjeles számadatok bizonytalansága nagyobb 10%-nál!

mérései azt mutatják, hogy a *Ganymede* valamivel nagyobb. Ennek ellenére, 5150 km-es átmérőjével a *Titan* bolygó méretű hold, hiszen nagyobb a Merkúrnál és a Plútónál, és csaknem akkora, mint a Mars (a *Ganymede* átmérője 5262 km).

Nagy távolsága miatt a földi csillagászat eszközeivel szinte csak a pályáját tudtuk meghatározni. Azonban 1944-ben színeképelemzéssel kimutatták, hogy a *Titanon* metán található, mégpedig légnemű halmazállapotban. Az űrkutatás eszközeinek köszönhetően ma már sok mindent tudunk a *Titan*ról, pl. azt is, hogy légkörének tömege nagyobb, mint a földi légköré!

A vizuális tartományban készült felvételeken a *Titan* enyhén narancsszínű, és korongján csak nehezen különböztethetők meg részletek, mert a kép elmosódott. A vizsgálatok szerint a hold légköre számos rétegből áll, ezek némelyike szomszoros aeroszol réteg, míg más rétegek egész sűrűek, és fagyott metánkristályokból, vagy metáncseppekből állnak. A teletmetriai rendszer rádióhullámaival és az infravörös-fotométer segítségével a 20 mikrométeres tartományban át lehetett hatolni a vastag felhőrétegen. Ezekből a mérésekből derült ki az is, hogy a *Titan* felszíne a középpontjától 2575 km-re van, és hogy a felszíni hőmérséklete 95 K (−178 °C).

A *Titan* belső felépítéséről nyilván csak feltételezéseink vannak. Méretével és 1,94 g/cm³-es sűrűségével szinte a *Ganymede* és a *Callisto* ikertestvérének tekinthető. Sűrűségét alapul véve össztömege megengedi pl. 45% vízjég mellett még 55% sziklás-fémes anyag jelenlétét. Méreténél fogva jogosan feltételezhető, hogy a *Titan* központi része a fejlődés korai szakaszában felmelegedett, és a jég ekkor megolvadhatott. Így

a nehezebb anyagok ebben az időszakban lesüllyedhettek a *Titan* középpontjába, és ott egy magot képeznek. Az említett folyamat végső soron egy gömbhéjas belső szerkezet kialakulását jelenti.

Modellszámítások szerint a *Titan* magja a sugár 2/3-áig terjed. A mag fölött különböző, nagy nyomású jégrétegek helyezkednek el, legkívül pedig egy kb. 100 km vastag, vízfégből álló, szilárd kéreg található. Szakemberek feltételezik, hogy ehhez hasonló a *Ganymede* és a *Callisto* felépítése is. Azonban a két Jupiter-holddal való hasonlóság provokálja azt a kérdést, hogy ekkora hasonlóság mellett vajon mi okozta azt, hogy míg a Jupiter-holdoknak nincs légköre, addig a *Titan* sűrű légréteg veszi körül?

Jelenlegi felfogásunk szerint az eltérő fejlődés alapvetően annak köszönhető, hogy a *Titan* a szoláris ősanyagnak valamivel hidegebb részében keletkezett, és ott a vízféggel mellett némi metán- és ammóniajeget is magába gyűjtött. A fejlődés során, amikor a *Titan* melegezni kezdett, gázok szöktek el a belsejéből, és ezek alkották a hold primer légkörét. Ez a légkör elsősorban metánból és ammóniából állt, de a napfény hatására az ammónia hidrogénre és nitrogénre disszociált, sőt, a hidrogén a hőmérséklet növekedésével még el is szökhett. A metán viszont sokkal stabilabb vegyület, így mind a mai napig megmaradt a légkör alkotórészeként. A metán a nitrogénnel számos szerves vegyületet alkothat, de nemcsak a légkörben, hanem a felszínen is. Úgy tűnik tehát, hogy a mindössze egy százalék törtrészét kitevő metántöbblet és az alacsonyabb hőmérséklet elegendő volt ahhoz, hogy a *Titan* fejlődése drasztikusan eltérjen a többi holdétól.

Míg a *Titan* belső szerkezetére vonatkozóan csak spekulációkra tudunk hagyatkozni, addig az űrszondák közvetlen közelről végzett spektroszkópai mérései és a rádióokkultációs kísérletek számos adatot szolgáltatottak a hold légköréről. Így pl. megtudtuk, hogy a már említett légkörű rétegek között kb. 400 km magasságban helyezkedik el az, amelyik az ultraibolya sugárzást elnyeli. Az alsóbb rétegekben a látható fény is fokozatosan elnyelődik, és az optikai átlátszóság határa a felszín felett kb. 200 km-re van.

A mérések alapján ma már ismerjük a légkör vertikális hőmérsékleti profilját is. Az 1600 mbar-os talajszinti nyomás esetén a hőmérséklet 95 K (-178°C). Felfelé haladva (a troposzférában) a hőmérséklet csökken, és 30...50 km között 74 K (-199°C) minimumot ér el. Innen tovább felfelé haladva a légkör hőmérséklete ismét emelkedik (termoszféra) és az 1 mbar-os szinten (kb. 140 km-es magasságban) eléri a 175 K-es (-98°C) exoszférikus hőmérsékleti értéket. (A hőmérsékleti adatok pontosságát jelzi, hogy különböző szerzők a felszíni hőmérsékletre egybehangzóan 93...97 K közé eső értékeket vezettek le.)

A mérések szerint a troposzféra átlagos molekulatömege 28,3...29,4 határok között van. Ennek alapján, a színeképi adatok figyelembevételével, valószínű, hogy a légkör összetétele (térfogatszázalékokban) a következő: 82,2% N_2 (nitrogén), 8,0% CH_4 (metán), 0,2% H (hidrogén), és ehhez járul még kb. 10% Ar (argon). Ezen túlmenően azonban az infravörös-spektrométerrel egész sor szerves vegyület jelenlétét is ki tudták mutatni a légkörben. Ilyenek pl. C_2H_3 (etán), C_2H_2 (acetilén), C_2H_4 (etilén), C_3H_4 (metil-acetilén), C_3H_8 (propán), C_4H_8 (diacetilén). Mindezek a vegyületek napfény hatására keletkezhetnek a metánból. Biológiai szempontból nagy jelentőségű, hogy több ciánvegyületet is ki tudtak mutatni a légkörben. Mint ismeretes, a szén-nitrogén-vegyületek az élő anyag alapvető komponensei, és lényeges szerepet játszanak az aminosavak szintézisében. Eddigi ismereteink szerint a *Titan* az egyetlen égitest (a Földön kívül), ahol a bonyolult szerves vegyületeknek eme alapvető építőkövei kialakultak. Bizonyos, hogy itt ezek a vegyületek azért jöhettek létre, mert a

légkörben van bőven szabad nitrogén, és vannak szénhidrogének is, míg más bolygón (pl. a Jupiteren, Szaturnuszon) a nitrogén kötve maradt az ammóniában.

Az ultraibolya-spektrométerrel az űrszondák a felsőlégkörben kimutatták a nitrogén emissziós vonalait is, ami arra utal, hogy a nitrogén még ott is domináns. Ezt az emissziót a Szaturnusz magnetoszférájából származó elektronok bombázása gerjeszti. A sugárzás még 1000 km magasságban is kimutatható volt.

Nagyobb szélességek felett látható volt még a hidrogén sugárzása is, annak ellenére, hogy a légkörben a hidrogén csak nyomelem, amely disszociáció révén keletkezik pl. a metánból. Azonban a *Titan*, csekély gravitációjával, a keletkezett hidrogént nem tudja megtartani, ezért tőle másodpercenként kb. 10^{27} hidrogénatom szökik el, és a *Titan* pályája mentén szétszóródva, egy hatalmas toruszt képez a ritka hidrogéngázból. Így az is érthető, hogy a légköri disszociációs folyamatok irreverzibilisek, hiszen a reverzióhoz hiányzik a hidrogén. Ezért valószínű, hogy a keletkezett szénhidrogének előbb-utóbb lesüllyednek a felszínre, míg a metán az alsóbb légrétegekből, diffúzió útján kap további utánpótlást.

Az infravörösmérések szerint a troposzférában az egyenlítői és a sarki hőmérséklet között a különbség nem több 3 K-nél. Ilyen körülmények között nyilván nem lehetnek évszakos változások sem. Más a helyzet a sztratoszférában, ahol 20 K-ig terjedő hőmérséklet-változásokat tudtak kimutatni. Ezért itt a szakemberek szeleket és évszakos változásokat feltételeznek. Talán ezzel lehet magyarázni a két félteke felhőzetének különböző fényességét is. A *Titan* forgástengelye ui. 27° -os szöget zár be az ekliptikával, és ennek következtében a beeső napsugárzás intenzitása jelentékeny évszakos ingadozást mutat. Már pedig bizonyos, hogy a szerves vegyületek keletkezési aránya erősen függ az ultraibolya besugárzás intenzitásától, és ezek a szerves vegyületek viszont befolyásolják a felhőzet fényességét.

Ismeretes, hogy a *Titan* felszíni légnyomása 1600 mbar, vagyis lényegesen nagyobb a földinél. Azonban a *Titan* kisebb nehézségi gyorsulása ($1,44 \text{ m/s}^2$) miatt csak lényegesen több gáz adhat ekkora légnyomást. Részletes számítások szerint a *Titan* minden négyzetmétere felett tízszer akkora tömegű levegő van, mint a Földön!

A *Titan* felszínét eddig senki sem látta. Ha mégis szeretnénk tudni, hogy az milyen lehet, ismét spekulációkra kell hagyatkoznunk. Egyik népszerű elképzelés kiindulási alapja az a tény, hogy a *Titan* mai légkörében 200 nitrogénatom jut 1 szénatomra. Bizonyos megfontolások szerint a *Titan* anyagában eredetileg a metán és az ammónia mennyisége összehasonlítható volt, és a fejlődés során mindkettő legnagyobbbrészt kidiffundált a hold belsejéből. Akkor viszont a felszínen nagy mennyiségű metánnak kell lennie, mivel a légkörben csak kevés van. A számítások szerint az idők folyamán keletkezett metánmennyiség elegendő ahhoz, hogy kb. 1 km vastagságban beborítsa a teljes felszínét. Felmerül a kérdés, hogy milyen ennek a metánnak a halmazállapota? Ismerve a felszíni hőmérsékletet és nyomást, kiderül, hogy ilyen körülmények mellett 91 K (-182°C) és 112 K (-161°C) között lehetséges a folyékony halmazállapot, vagyis a *Titanon* a metán akár szilárd, akár cseppfolyós halmazállapotban is lehet. Így nem nehéz a *Titan* felszínét a földihez hasonlónak elképzelni, azzal a különbséggel, hogy víz helyett metántengereket kell feltételeznünk, főleg az egyenlítői vidéken, és fagyott metánsapkákat a pólusok környékén. Ehhez járul még egy állandó eső, amely szintén nem vízből, hanem szerves anyagokból áll. A számítások szerint ez a lecsapódott eső a felszínen létrehozhatott egy akár 100 m vastag, szurokszerű réteget. Ha ehhez még hozzáadunk egy ismeretlen, de elvileg lehetséges geológiai aktivitást, akkor kész a fénykép egy valóban különleges, és mégis a Földhöz hasonló világról. Kérdés marad azonban, hogy a *Titanon* vajon a feltételezettek szerint alakulnak-e viszonyok?

Az űrszondás mérések újabb interpretálása után J. I. LUNINE és munkatársai egy

újabb modellt javasoltak. Ők abból indultak ki, hogy a teljes légkör metántartalma csupán néhány százalék. Ez a metán a *Titan* mezoszférájában, vagyis 60...90 km magasságban, a Nap ultraibolya sugárzásának abszorpciója mellett disszociál. Az ezt követő rekombinációs folyamatokban elsősorban C_2H_4 (etilén) és C_2H_2 (acetilén) keletkezik. A felszabaduló hidrogén még ilyen alacsony hőmérsékleten is eléri a szökési sebességet, és kidiffundál a bolygóközi térbe. A keletkezett acetilén viszont a légkör alsóbb rétegeibe jutva, katalizátorként szerepel olyan folyamatokban, amelyek során végül is az etilénből C_2H_6 (etán) keletkezik.

A fotokémiai reakciók láncában a metán szétbomlásából keletkezett etán stabil végtermékeknek tekinthető. Amennyiben ez a folyamat már néhány milliárd éve tart, úgy a számítások szerint már km vastagságú etánrétegnek kellett keletkeznie a *Titanon*. Az említett reakciókban nemcsak etán keletkezik, így a számítások szerint a következő összetételű keverék alakult ki: 75% etán, 20% metán és 5% nitrogén. Ez az összetétel a keverék halmazállapota szempontjából igen fontos.

A tiszta etán olvadáspontja ui. a *Titan* viszonyai mellett 102 K (-171°C), vagyis a felszín 95 K-es (-178°C) hőmérséklete mellett az etán szilárd halmazállapotú lenne. Azonban a 20%-os metánkoncentráció a keverék olvadáspontját lényegesen leszállítja, így az etán a *Titan* felszínén folyékony halmazállapotban van, vagyis egy hatalmas óceánt alkot. Az acetilén még a keverékben sem olvad meg, így szilárd halmazállapotú marad az etán-metán óceánban. Mivel az acetilén ebben a folyadékban nem is oldódik, és mivel fajlagos sűrűsége nagyobb, mint az etán-metán keveréké, az említett óceán fenekét 100...200 m vastag acetilén tömbökből álló réteg borítja, és csak ez alatt kezdődik a *Titan* igazi, vízjégből álló kérgé.

Összegezve megállapíthatjuk, hogy az alacsonyabb hőmérsékletből adódó különbségek ellenére az összes bolygó és hold közül a *Titan* hasonlít legjobban Földünkhöz. Nem hízlelgetünk magunknak azzal, hogy ismerjük a *Titanon* uralkodó viszonyokat, de az bizonyos, hogy az ottani viszonyok lehetővé teszik bonyolult szerves vegyületek képződését és lerakódását nagyobb mennyiségben. Valószínű, hogy a *Titanon* nem található élet, de ez a hold lehetővé teszi azoknak a prebiológiai szerves kémiai folyamatoknak a tanulmányozását, amelyek végül is az élet keletkezéséhez vezettek itt a Földön.

A Mimas. A régebben ismert holdak közül ez a legbelső, egyben a legkisebb is. A Szaturnuszttal igen rövid idő, 22,6 óra alatt kerüli meg. Földi megfigyelésekből szinte csak a pályaelemeit és a méreteit tudtuk megállapítani, viszont az űrszondák felvételei alapján ma már a felszínéről is képet alkothattunk.

A *Mimas* legfeltűnőbb alakzata egy hatalmas becsapódási kráter az egyenlítő vidékén. A krátert, amelynek átmérője 130 km, F. W. HERSCHELTŐL nevezték el. A sánc, amely a krátert körülveszi, csaknem 10 km magas (!), és középpontjában egy kb. 6 km magas hegycsúcs emelkedik. Érdemes felfigyelni arra, hogy a kráter átmérője a *Mimas* átmérőjének 1/3-át teszi ki. A számítások szerint ekkora krátert egy kb. 10 km átmérőjű test becsapódása okozhat, és egy valamivel nagyobb test becsapódása már a *Mimas* feldarabolódását okozta volna.

Kráterezettség szempontjából a *Mimas* felszíne telítettnek minősíthető. Ezen azt értjük, hogy egy-egy újabb kráter létrejönnekor a régiek valamelyike megsemmisülne, vagyis a kráterek száma nagyjából maximális.

A *Mimas* felszíne elsősorban jégből áll. Ennek ellenére a krátereit nagyon hasonlítanak a Hold sziklás kérgében keletkezett becsapódási kráterekhez, sőt: a *Mimas* krátereit a kicsiny égitest csekély gravitációja következtében gyakran meredekebbek és mélyebbek, mint a holdbeliek.

A krátereken kívül a *Mimas* felszínén belső aktivitás jelei megfigyelhetők: szép számmal található árkok, repedések, amelyek elérik a 100 km-es hosszúságot is. Mélységük 1-2 km, szélességük általában 10 km nagyságrendű. Könnyen lehet, hogy ezek az alakzatok olyan repedések, amelyek a nagy *Herschel-kráter*t létrehozó becsapódáskor keletkeztek.

Mínthogy a *Mimas* sűrűsége $1,21 \text{ g/cm}^3$, arra lehet következtetni, hogy nem tisztán vízből áll, mert akkor sűrűsége valamivel kisebb volna. Belsejében tehát valószínűleg jégbefagyott kőzetdarabok is vannak. Viszont kis tömege miatt bizonyosnak tűnik, hogy keletkezése óta a hold anyaga nem sok változáson ment keresztül. A *Mimas* további tanulmányozása ezért is fontos, mert rajta keresztül az ősi anyagösszetételről kaphatunk képet.

Az Enceladus. A külső Naprendszer rejtélyes, és egyik legfurcsább holdja. Albedója csaknem 1, ami azt jelenti, hogy felszínéről a fény csaknem teljes egészében visszaverődik, vagyis jobban veri vissza a fényt, mint a frissen esett fehér hó! Ebből viszont arra kell következtetnünk, hogy felszínét szennyeződésektől mentes, tiszta jégnek kell borítania (ez a feltétel a Szaturnusz többi holdjánál nem teljesült!).

Az infravörösmérések szerint az *Enceladus* nappali oldalának hőmérséklete csak 73 K ($-200 \text{ }^\circ\text{C}$), vagyis kissé hidegebb, mint a többi hold esetében. A hold tömegét, sajnos, eléggé pontatlanul ismerjük, mert a mellette elhaladó űrszondákat alig perturbálta. A mérések alapján csak annyit lehetett megállapítani, hogy sűrűsége hasonló a többi Szaturnusz-holdéhoz, vagyis kb. $1,2 \text{ g/cm}^3$. A bizonytalanságok miatt pontosabb kémiai összetételére nem lehet következtetni, ahhoz pontosabb adatok szükségesek.

A 2 km-es felbontású Voyager-felvételeken jól látható, hogy az *Enceladus* felszíne nem egységes. Némely részén sok krátert találni, és ezek között vannak közepes méretűek is, egészen 35 km-es átmérőig terjedően. Azonban itt sehol sem látni igazán nagy átmérőjű krátereket, ami arra utal, hogy ezek a felszíni részek a nagy meteorombombázások korszakának vége felé alakultak ki, tehát egyáltalán nem öregek. Viszont náluk is fiatalabbak azok a részek, amelyeken csak elvétve lehet krátereket találni, valamint azok a nagyobb kiterjedésű sávok, amelyeken egyáltalán nem látszanak kráterek.

A felszín heterogenitása azt sugallja, hogy az *Enceladus* keletkezése óta többször újjáalakult. Így pl. a kráterek nélküli részek korát a szakemberek 1 millió évnél kevesebbre becsülik. A régi, kráterekkel sűrűn borított részeken is a felszínt jól kivehetően alakították különböző áramlási és folyási jelenségek, és számos jel utal a kéreg fellazulására is. Ezt szakemberek úgy értelmezik, hogy az *Enceladus* köpenye a felszíntől számított 10...20 km-ig rugalmas, vagy akár folyékony halmazállapotú maradt. Sokan feltételezik, hogy ennek a holdnak a felszíni alakzatait olyan vulkanizmus is alakította, amelynél nagyobb mennyiségű víztömegek robbanásszerűen törtek fel a „vulkánok” kráterein keresztül.

Kimondottan vulkanikus jellegre utaló alakzatok a Voyager-felvételeken nem figyelhetők meg. De a krátermentes vidékek bőségesen mutatnak olyan hullámos-tekergő vonulatokat, amelyek lehetnek nagyobb mennyiségű víz áramlásakor keletkezett alakzatok maradványai. Ugyanakkor a felszíni alakzatok említett különbsége nem magyarázható meg olyan egyedi eseményekkel, mint pl. egy üstökös vagy kisbolygó becsapódása. Mindenképpen olyan folyamatokat kell feltételezni, amelyek huzamosabb időn keresztül, gyakran ismétlődve játszódtak le, és ilyen lehet pl. az említett hidrovulkanizmus.

A kapott felvételek elemzése alapján fel kell tételeznünk, hogy valamely tartósan

ható hőforrás hosszú időn keresztül megolvasztotta és geológiailag aktív állapotban tartotta az *Enceladust*. Nem tétélezhető fel, hogy a hold eredeti hőenergiájáról van szó, hiszen a számítások szerint a hold már százmillió év alatt nemcsak lehűlt, de meg is fagyott volna. Másrészt, kicsiny sűrűsége miatt csak kevés radioaktív anyag lehet a belsejében, így a radioaktivitásból származó hő sem jöhet szóba. Végül is az tekinthető megfelelő magyarázatnak, hogy az *Enceladust* egy dagályhullám súrlódásából keletkező hőenergia melegítette fel, és ezt a dagályhullámot a *Dione* holddal való rezonancia tartja fenn. *Pályarezonanciáról* beszélünk, ha az egyik égitest keringés-ideje közel egész számú többszöröse a másik égitest periódusának. Így pl. a *Dione* 65,686 órás periódusa csaknem pontosan kétszerese az *Enceladus* 32,885 órás periódusának. Ilyen esetben a két égitest pályájának ugyanazon a szakaszán viszonylag gyakran kerül egy vonalba, és ekkor a belső hold pályája excentrikusabbá válik. Az ilyen, kikényszerített excentricitás okozhat az *Enceladuson* ismétlődő dagályhullámokat. A szakemberek azon a véleményen vannak, hogy az *Enceladus* geológiai aktivitásának ez kielégítő magyarázata lehet. Az is lehet, hogy ez az aktivitás még napjainkban is létezik, bár a mai *Enceladus*-pálya excentricitása mellett ez a hatás nem lehet nagy.

Megemlítjük végül, hogy az *Enceladus*nak a Szaturnusz keskeny és halvány *E* gyűrűjével valamilyen kapcsolatban kell lennie. Az *E* gyűrű ui. éppen az *Enceladus* pályája mentén a legfényesebb, és ezért sokan úgy vélik, hogy az *E* gyűrű az *Enceladus* anyagából keletkezett. A keletkezési mechanizmus beindítása lehetőleg egy nagy test becsapódása az *Enceladusra*, és ennek kapcsán kidobódott anyagból keletkezhetett az *E* gyűrű. De az is lehet, hogy a feltételezett hidrovulkanizmus kapcsán folyamatosan dobódott ki az *Enceladusról* az az anyag, amely ma az *E* gyűrűt képezi.

A Tethys. Technikai hiba folytán erről a holdról csak 5 km felbontású képeket kaptunk a Voyager űrszondák révén, de már ezeken a felvételeken is szembetűnő, hogy a *Tethys* felszínét igen sűrűn borítják becsapódási kráterek (3.1.32. ábra, melléklet). Ez azt is jelenti, hogy a felszín mai alakja igen réginek tekinthető. Legnagyobb kráterének, az *Odysseus*nak az átmérője kb. 400 km, vagyis nagyobb, mint a *Mimas* átmérője! Maga az *Odysseus* lekopottnak látszik, amit szakemberek kéregmozgásokkal hoznak kapcsolatba, feltételezve, hogy a *Tethys* kérge rugalmasabb, mint a *Mimasé*. Ez a különbség azonban nem meglepő, ha figyelembe vesszük, hogy a *Tethys* csaknem háromszor akkora, mint a *Mimas*.

A *Tethys* legfeltűnőbb, és geológiai szempontból legjelentősebb képződménye az *Ithaca Chasma*. Ez egy komplex képződmény, amely lényegében völgyekből és árkokból áll, és kb. 2000 km-es hosszával, mintegy 100 km széles sávban a hold területének kb. a 2/3-át fogja át. A völgyek és repedések mélysége km nagyságrendű. Bár méreteit tekintve az *Ithaca Chasma* a marsbeli *Valles Marinerisszel* hasonlítható össze, az utóbbi megjelenése sokrétűbbnek mondható.

Szakemberek találgatják az *Ithaca Chasma* keletkezésének rejtélyét. Egyesek szerint ez az óriási repedés annál a meteorbecsapódásnál jött létre, amelynek során az *Odysseus* kráter keletkezett. Mások azt tartják, hogy a *Tethys* fokozatos lehűlése során a belsejében levő víz megfagyott, majd a táguló jég repesztette meg a kérgét.

A felszín jellegzetességeihez tartozik még az is, hogy egyes részek feltűnően sötétebbek a környezetüknél, amelytől éles határvonalak választják el. A felvételek alapján ezek az elszíneződések elsősorban felszíni okokra vezethetők vissza, de pontos magyarázatot nem tudunk adni.

A Dione. Mivel a *Dione* sűrűsége 1,4 g/cm³, vagyis kissé nagyobb, mint a többi Szaturnusz-holdé, arra kell gondolnunk, hogy valamivel nagyobb arányban tartalmaz

nagyobb sűrűségű anyagokat, pl. kőzeteket, és ezzel együtt radioaktív anyagokat is, amelyek végeredményben egy belső hőforrást jelentenek.

A *Dione* abban is eltér a többi „jeges” holdtól, hogy felszínén sokkal változatosabb a fényességeloszlás: világosabb és sötétebb alakzatok váltakoznak rajta. Feltűnő azonban, hogy a haladási iránya szerinti hátsó fele jóval sötétebb, mint az elülső, és rajta széles, pókhálószerűen szétterülő, világos csíkok rendszere található. Nagy felbontású felvételeken úgy látszik, hogy az említett vonalrendszer völgyekből és repedések-ből áll. Ezek eredetéről valójában semmit sem tudunk, de feltételezik, hogy a hold belsejéből elpárolgott víz és metán ezekben a völgyekben csapódott le, majd megfagyott, és ez képezi a világos vonalakat.

A hold elülső oldala nagyon kráterezett, és nagyon hasonlít a *Tethys* egyes felszíni részeire. Geológiai szempontból igen változatos képet mutat, így pl. az egyes részek kráterezettsége nagyon eltérő. Ebből következik, hogy az egyes felszíni részek kora is eltérő, feltételezhetően azért, mert a *Dionén* a keletkezése utáni első milliárd évben a felszín több átalakuláson ment keresztül. Feltételezik, hogy a *Dione* a radioaktív anyagok nagyobb részaránya miatt volt geológiailag aktívabb, mint ikertestvére, a *Tethys*.

A Szaturnusz rádiósugárzásában találtak olyan modulációt, amelyet egyértelműen kapcsolatba lehetett hozni a *Dione* 2,7 napos keringésidejével. Ez a hold tehát valamilyen kölcsönhatásban van a Szaturnusz magnetoszférájával, de ennek a mechanizmusnak a mibenlétét eddig nem sikerült megfejteni.

A Rhea. Az 1500 km-t meghaladó átmérőjével a Szaturnusz nagyobb holdjai közé tartozik. Ennek ellenére a geológiai aktivitás kevés jelét találjuk a felszínén, amelyet az 1 km-es felbontású Voyager-felvételek segítségével kitűnően lehet tanulmányozni.

A *Dionéhez* hasonlóan, a *Rheának* is a menetirány szerinti elülső féltekéje világosabb, nagyon fényes, míg a hátsó felén, a jóval sötétebb alapon világos, lineáris és plágázó alakzatok rendszere található. G. SHOEMAKER geológus szerint ez a vonalrendszer kezdetben mindkét holdat teljesen elborította, mint geológiai aktivitásuk valamilyen következménye. A későbbiekben aztán a holdak előtt haladó felét annyi meteorobombázás érte, hogy a felszínnek az a része nagymértékben lekopott, elporlott, és annyira lesímúlt, hogy ott a vonalrendszer már nem is látszik, míg a hátsó oldalon megmaradt.

A felvételeken a *Rhea* kráterekkel borított vidékei nagyon hasonlítanak Holdunk tájaira, azzal a különbséggel, hogy a holdbeli, barnás kőzettörmelék helyett itt ragyogóan fehér jeget találunk. Emellett azonban a geológusok számára érdekes, hogy míg egyes vidékeken igen sok nagyobb, 50 km-t meghaladó átmérőjű krátert találunk (sőt, a legnagyobb kráter átmérője kb. 300 km!), addig más területeken, amelyek szintén kráterekkel telítettek, kizárólag kisméretű kráterek vannak. Ez, és még egyéb adatok arra a feltevésre készítették a kutatókat, hogy a becsapódási kráterek két különböző populációtól származnak. Az egyik populáció tagjai a közönséges meteorok lennének, és ezek eredményezték a nagy krátereket is tartalmazó krátermezőket. A másik populáció, amely nem tartalmazott nagyobb darabokat, olyan törmelékekből állt, amelyek a Szaturnusz rendszerén belüli ütközések során, pl. a gyűrűrendszer kialakulása kapcsán, esetleg egy vagy több hold feldarabolódása folyamán keletkeztek.

Infravörösmérésekkel megállapították a *Rhea* felszíni hőmérsékletét is, és ez a napsütötte részeken 99 K-nek ($-174\text{ }^{\circ}\text{C}$) adódott. Ezenkívül sikerült egy, a Szaturnusz által előidézett okkultáció (napkorong elfedése) folyamán is megmérni a hőmérséklet alakulását. Ahogy a Szaturnusz árnyéka haladt előre a *Rhea* felszínén, úgy

csökkent fokozatosan a hőmérséklet, de nem mindenütt egyforma mértékben. A legtöbb helyen a hőmérséklet 73 K-nél ($-200\text{ }^{\circ}\text{C}$) stabilizálódott, de voltak olyan helyek, ahol a hőmérséklet további 20...25 K-nel csökkent. Ilyen termikus viselkedés heterogén felszínről árulkodik. A megfigyelteteket magyarázhatjuk pl. úgy, hogy egyes helyeken a nagy sűrűségű jeget könnyű dér is borítja.

A Hyperion. Már régebbi, fotometriai megfigyelésekből ismert volt, hogy a *Hyperion* alakja szabálytalan. Ezt a Voyager-felvételek teljes mértékben megerősítették: ez a hold $350 \times 230 \times 200$ km-es méretekkkel jellemezhető, tehát „hosszúka” test. Bár felszínét jég borítja, albedója csupán 0,3. Ez arra utal, hogy a felszín meglehetősen szennyezett, amit a felvételek is bizonyítanak. A csupán 10 km felbontású felvételeken becsapódások és fragmentáció nyomai vehetők ki.

Még a legutóbbi időkig sem tudtuk, hogy a *Hyperion* kötött kering-e, mint az összes Szaturnusz-hold (a *Phoebe* kivételével!). Elméletileg kimutatható, hogy egy nagy tömegű bolygó árapályerői a körülötte keringő holdak tengelyforgását úgy befolyásolják, hogy hosszabb idő eltelte után a keringés kötötté válik, mégpedig oly módon, hogy a hold hosszabb tengelye a bolygó középpontja felé irányul. A Voyager-felvételeken látható felszíni alakzatokból közvetlenül nem lehetett levezetni a rotációs periódust, ezért P. THOMAS kiválasztott 19 kis felbontású, de jó minőségű felvételt, és ezek felületi fényességének kimérésével felvette a fénygörbe időbeli változását. A kapott pontok legjobb kiegyenlítését egy $13,1 \pm 0,3$ nap periódusú szinuszgörbe adta, tekintélyes, 0,25 magnitúdós amplitúdóval. Mivel a *Hyperion* keringésideje 21,3 nap, nyilvánvaló, hogy a hold keringése nem kötött. Ez nagy meglepetés volt, de a vizsgálatokból további érdekességek is kiderültek. Bár a *Hyperion* rotációs tengelye párhuzamos (!) a pályasíkkal, a hold nagytengelye a pályasíkra merőleges! A Naprendszerben ez az első eset, amikor azt figyelhetjük meg, hogy egy hold a rotációját a lényegesen kisebb tengely körül végzi.

Elméleti szempontból magyarázatra szorulna, hogy a *Hyperion* rotációja miért nem kötött. Ez valószínűleg annak köszönhető, hogy a Szaturnusztól való nagy távolság mellett az árapályerők már túl kicsinyek. De az is lehet, hogy a *Hyperion* egy másik testtel való összeütközés billentette ki a kötött keringésből.

A Iapetus. Ez a hold csaknem akkora, mint a *Rhea*, bár sűrűsége valamivel kisebb. Így feltételezhető, hogy belsejében talán kevesebb a kőzet, ill. több a metán és az ammónia. A Szaturnusz-holdak sorában azzal tűnik ki, hogy elülső oldala a sötétebb, sőt: kimondottan fekete. Ennek a fekete résznek az albedója természetesen igen csekély: 0,03. A hold hátsó felének albedója 0,5, ami világos, fényes felszínre utal. A világos részeket bizonyára vízjég borítja, és ez teszi ki a felszín legnagyobb részét. Kráterek mind a sötét, mind a világos részekben nagy számban találhatóak. Furcsa, hogy a világos területeken több kráter belseje fekete. Az egyenlítő környékén viszont van egy fekete, gyűrű alakú képződmény, amelynek a belső fele világos.

Ha a fekete anyag csupán egy vékony réteg volna, akkor a sötét oldalon kellene olyan becsapódási krátereket találni, amelyeket világos, sugaras szerkezet vesz körül. Ilyeneket azonban nem találtak. Amennyiben ez az aszfaltszerű, fekete anyag csupán egy furcsa összetételű bevonat lenne, akkor érdekes volna annak eredetét ismerni. Az a tény, hogy a fekete folt a mozgás irányába eső féltekén centrálisan helyezkedik el, arra enged következtetni, hogy ez az anyag kívülről csapódott rá a *Iapetus* felszínére a pálya menti mozgás során, pl. a Szaturnusz gravitációs vonzása következtében befelé haladó porból. Ez a feltevés azt is megmagyarázná, hogy miért újul meg ismételtelen az esetleg megsérült bevonat. Ezzel az elképzeléssel azonban nem lehet megmagyarázni a világos területek kráterekben talált fekete anyagot, és azt, hogy miért

nem találjuk ezt a jelenséget a többi holdnál is. Ezért egyesek a *Iapetus* belső szerkezetével igyekeznek megmagyarázni a fekete anyag megjelenését. Ha ui. a felszíni vízjég-réteg alatt egy metánréteg helyezkedik el, akkor ez utóbbi a sorozatos meteorbecsapódások következtében a felszínre kerülhet. Mivel az elülső oldalon a becsapódások valószínűsége nagyobb, ezért ott több metán kerülhetett a felszínre, és ez az idők folyamán, a napsugárzás hatására, sötét színű szénhidrogénekké alakulhatott át.

A Phoebe. Ez a holdacska 406 nap alatt mintegy 13 millió km távolságban és retrográd pályán kerüli meg a Szaturnuszt. Mivel tengelyforgási periódusa kb. 9 óra, a keringése nem kötött. Így tehát pályadatai alapján kilóg a Szaturnusz-holdak sorából.

Albedója is rendkívül csekély: 0,06. Igen sötét felszíne hasonlít a széntartalmú meteorok, ill. aszteroidák (kisbolygók) anyagához. Ezekről azt tartják, hogy kémiai szempontból primitív, igen ősi anyagból állnak, mivel kis méretük mellett a belső felmelegedés oly csekély volt, hogy annak következtében anyaguk sosem olvadt meg. Tekintetbe véve a *Phoebe* pályájának nagy excentricitását, nagy inklinációját, retrográd mozgását, kötetlen keringését, és azt a tényt, hogy feltűnően messze kering a Szaturnusztól (az összes többi hold távolsága kisebb 4 millió km-nél, a *Phoebe* viszont 13 millió km-re van a Szaturnusztól!), mindezek alapján nem tűnik megalapozatlannak az a feltevés, hogy a *Phoebe* egy befogott kisbolygó, amely régebben szabadon keringett a Naprendszerben.

Megemlítjük még azt az elképzelést, amely szerint a *Iapetuson* lerakódott sötét anyag forrása a *Phoebe* volna. Ennek bizonyítása azonban még hátra van.

A törmelékholdak. Ma (1983 végén) az eddig ismertetteken kívül további nyolc kisméretű Szaturnusz-holdat tartunk nyilván. Közülük négynek az átmérője 100 és 200 km között van, a többié kisebb 100 km-nél. Minthogy 400 km-nél kisebb átmérő esetén a gravitáció már ritkán alakítja szabályos gömb alakúvá a testeket, ezért ezeknek a kisebb holdaknak az alakja rendszerint már eleve szabálytalan, és ezt még elősegítik az elszennvedett ütközések, becsapódások. Alakjuk miatt sokan letört szikladaraboknak tekintik ezeket a holdacskákat, azonban tudjuk, hogy ezek főleg nem kőzetekből, hanem jégből állnak. Mi a továbbiakban a törmelékhold elnevezést fogjuk használni.

Kis méretük miatt a törmelékholdak felszínét földi teleszkópokkal nem lehet tanulmányozni. A mellettük elhaladó űrszondákat is oly kis mértékben perturbálták, hogy tömegüket ennek alapján nem lehetett meghatározni. Így ismeretlen maradt a holdacskek sűrűsége, és ezzel együtt kémiai összetételük és belső felépítésük is.

Konkrét információink vannak viszont pályáikról, és ezek alapján úgy tűnik, hogy csaknem mindegyik törmelékhold valamilyen szempontból különleges pályán kering. Éppen ezért ezeket a holdakat égi mechanikai szempontok szerint csoportosítva tárgyaljuk.

A Lagrange-holdak. A háromtest-probléma általános megoldásának keresése közben LAGRANGE kimutatta, hogy két kisebb tömegű test keringhet egy nagyobb körül úgy, hogy a három objektum közötti távolság mindvégig változatlan marad. Ilyenkor a három test egy egyenlő oldalú háromszöget alkot, vagyis a két kisebb test egy 60°-os ív távolságában követi egymást. Az elől haladó objektum helyét szokták L_4 (librációs) pontnak nevezni, a hátul haladóét pedig L_5 -nek. Ennek az elméletileg lehetséges esetnek csak egyetlen megvalósulását ismertük a legutóbbi időkig, mégpedig a *Jupiter*

és az ún. *trójai kisbolygók* konfigurációját. Joggal gondolhattuk tehát, hogy egy igen ritkán előforduló esetről van szó.

Azonban 1980-ban az arizonai egyetem (USA) csillagászai földi (!) megfigyelések alapján kimutatták, hogy a *Dione* L_4 pontjában egy kis holdacska kering, amely az ideiglenes 1980S6 jelölést kapta. Nagy meglepetésre, még ugyanabban az évben felfedeztek két újabb holdacska, amelyekről kiderült, hogy ezek meg a *Tethys* L_4 és L_6 pontjában keringenek! Az 1980S13 hold 60° -kal halad a *Tethys* előtt, míg az 1980S25 60° -kal mögötte kering a Szaturnusz körül. Az előbbi hold a *Telesto*, az utóbbi a *Calypso* nevet kapta.

Úgy tűnik tehát, hogy az említett konfiguráció egyáltalán nem „elméleti ritkaság”. A szóban forgó törmelékholdakat az űrszondák le is fényképezték. Mindegyik szabálytalan alakú. Feltehetően jégből állnak, és mindegyik átmérője 30..40 km körüli.

A koorbitáló holdak. Naprendszerünkben sehol nem láttunk olyan esetet, hogy két égitest azonos pályán keringene és nem *Lagrange*-hold. Érthető tehát, hogy igen nagy volt a meglepetés, amikor kiderült, hogy két Szaturnusz-hold (amelyek később a *Janus* és az *Epimetheus* nevet kapták) csaknem azonos pályán kering! A „külső” hold csupán 50 km-rel kering távolabb, mint a „belső”. Ha figyelembe vesszük, hogy mindkét hold sugara jóval nagyobb ennél a távolságnál, felmerül a kérdés, hogy miért nem ütköznek össze a keringés folyamán? Az ütközést el lehetne kerülni, ha a két hold keringésideje szigorúan azonos volna, azonban tudjuk, hogy az *Epimetheus* periódusa 16,664 óra, míg a *Janusé* 16,672 óra. A két keringésidő között kb. 29 másodperces különbség azt eredményezi, hogy a lassúbb hold minden keringésnél kb. $0^\circ 17'$ -kal lemarad a másik mögött. Így csaknem pontosan 4 földi év után a gyorsabb hold hátulról (és belülről) utoléri lassúbb társát. Ekkor a hátsó hold sebessége 9,5 km/h. Az ütközés azonban mégis elmarad. A belső hold gravitációs vonzása ui. kissé lefékezi a külső hold mozgását, amely így egy kissé alacsonyabb és egyúttal kissé nagyobb sebességű pályára kerül. Ezzel egy időben azonban az elülső hold kölcsönhatása azt eredményezi, hogy a belső pályán keringő hold kissé felgyorsul, és ennek következtében egy kissé távolabbi pályára kerül. Végeredményben tehát a két hold ütközés nélkül pályát cserél, és az eddig lassabban keringő hold most már le hagyja társát. Ez az orbitális tánc 4 éves periodicitással folytatódik, és a holdak létezése bizonyítja, hogy zavartalanul.

A terelőholdak. Figyelemre méltó az 1980S27 és 1980S26 holdpár, amelyről az *F* gyűrű tárgyalása során már megemlítettük, hogy annak belső, ill. külső szélénél kering. Úgy tűnik, hogy árapálykeltő hatásukkal akadályozzák meg a gyűrű részecskéinek szétszóródását. Szerepük tehát lényegében ugyanaz, mint a juhnyánál a terelőkutyáké, ezért terelőholdaknak is szokták nevezni őket. Érdekes, hogy a terelőhold-mechanizmust az Uránusz-gyűrűk tanulmányozása során posztulálták a rendkívül vékony gyűrűk stabilitásának magyarázatára. Mégis, az *F* gyűrű esetében sikerült először kimutatni a feltételezett holdak létezését.

A két terelőhold természetesen itt sem azonos periódussal kering, hanem kb. havonta egyszer a gyorsabb belső hold le hagyja a külsőt. Azonban itt nem lép fel semmiféle ütközési veszély, hiszen a holdak átmérője 200 km nagyságrendű, kölcsönös távolságuk viszont csaknem 2000 km.

* * *

A pillanatnyilag hivatalosan nyilvántartott Szaturnusz-holdak tárgyalását ezzel befejeztük. Tudjuk azonban, hogy hamarosan újabb holdak létezését hivatalosan el fogják ismerni, hiszen 1982 elején a NASA közölte, hogy a korábban jelezett két

új holdon kívül újabb négy holdat fedeztek fel! Így a Szaturnusz ismert holdjainak száma már 23-ra emelkedett (1985-ben).

Az új holdak közül a legbelső gyakorlatilag ugyanazon a pályán kering, mint a *Mimas*. Nem említettük, de a *Tethys Lagrange-holdjainak* pályameghatározása során korábban problémák merültek fel. Kiderült, hogy ez azért volt, mert a *Tethys*-nek nemcsak két kísérője van (*Telesto* és *Calypso*), hanem még legalább egy, de lehet, hogy kettő (összesen tehát három vagy négy!). Az is kiderült, hogy a *Dionenak* is van még egy második kísérője.

Egy további holdacskát találtak a *Tethys* és a *Dione* között, amely 2,44 napos keringésidővel kering „saját” pályáján. Végül, a *Dione* és a *Rhea* közötti térségben is felfedeztek egy 3,8 napos keringésidővel keringő holdacskát, de létezését még nem erősítették meg további felvételekkel.

A Szaturnusz csodálatos világának ismertetését azzal fejezzük be, hogy a kapott kép nyilván nem lehet teljes vagy végleges. Bizonyos, hogy további űrszondák felvételei és mérései még lényegesen megváltoztathatják a Szaturnusz rendszeréről eddig alkotott elképzeléseinket.

3.1.2.3. Az Uránusz

Az Uránusz adatai

Átmérője	4,11 Föld-átmérő	= 52 456 km
Tömege	14,52 Föld-tömeg	= $8,698 \cdot 10^{25}$ kg
Sűrűsége		1,19 g/cm ³
Közepes naptávolsága		
19,2869 CSE		= $2873 \cdot 10^6$ km
Rotációs periódusa		17 ^h 14 ^m 4
Sziderikus keringésideje		84,02 év
Szinodikus keringésideje		369,7 nap
Egyenlítői sík hajlásszöge		
a pályasíkhoz		97° 92
Közepes pálya menti sebessége		6,80 km/s
Pálya excentricitása		0,050 526
Pályasík hajlásszöge az ekliptikához		0° 7721
Felszíni nehézségi gyorsulása		8,63 m/s ²
Szökési sebesség		21,2 km/s
Albedó		0,5

A 18. század második felében is ugyanazt az öt bolygót ismerték az emberek, mint 2000 évvel korábban, a régi görög csillagászok idején. Pedig ekkor már másfél évszázada ismerték és használták a távcsövet az égitestek megfigyelésére. Úgy tűnt, hogy a Naprendszerhez összesen hat bolygó tartozik.

És ekkor, 1781. március 13-án, a 43 éves F. W. HERSCHEL Angliában figyel arra, hogy saját készítésű, 18 cm átmérőjű távcsövének látómezejében egy furcsa, zölde színű csillagot lát. A „csillag”-nak nemcsak a színe furcsa, de az is rendkívüli, hogy nagyobb nagyítás mellett a képe nem marad pontszerű, hanem kissé elmosódott, kiterjedt folttá válik. HERSCHEL azt gyanítja, hogy egy új üstökösöt fedezett fel, és ezért nap mint nap tovább figyeli a furcsa égitestet, amely lassan ugyan, de láthatóan elmozdul a csillagokhoz képest. Hat heti megfigyelés után, április 27-én jelenti fel-

fedezését N. MASKELYNE-nek, a greenwichi csillagvizsgáló igazgatójának. Ettől kezdve egész sor csillagász rendszeresen figyeli az „új” égitestet, és egy esztendő alatt összegyűlik annyi megfigyelési anyag, hogy biztonsággal kimondhassák: HERSCHEL egy új bolygót fedezett fel!

A Naprendszer újonnan megismert tagját, amelyről a megfigyelések alapján már tudják, hogy túl van a Szaturnuszon, elnevezik Uránusznak (a görög mitológia szerint Uránusz volt Szaturnusz atyja). Érdekességként megemlítjük, hogy felrajzolt észlelések tanúsága szerint több csillagász már jóval korábban észlelte az Uránuszt, így pl. a híres J. FLAMSTEED 1690-ben, T. MAYER 1756-ban. Azonban egyikük sem ismerte fel, hogy egy addig ismeretlen bolygót, és nem csillagot látott. Ezen nem szabad csodálkozunk, hiszen az Uránusz a nagy távolsága miatt még kedvező körülmények (földközeli) esetén is csak 4,2 átmérőjű korongocskának látszik, és nagyobb távolság esetén látszólagos átmérője akár 3,4-re csökkenhet.

Az Uránusz korongja távcsőben szemlélve zöldeskékesnek látszik. Vizuális megfigyelők kitűnő időjárás viszonyok esetén a korongocskán sávokat véltek látni. E sávok realitását Stratoscope ballonokról, 24 km magasságban készült felvételekkel (1970) nem sikerült bizonyítani, pedig a felvételek felbontása elérte a 0,15-et.

Nagy távolsága ellenére sem teljesen ismeretlen előttünk az Uránusz. Színképében erős metánsávokat találtak, és mivel ezek főleg a vörösben abszorbeálódnak, érthető, hogy korongja zöldeskékesnek látszik. A metánon kívül kimutatták ammónia jelenlétét is, de a metántartalom aránya az ammóniához képest tízszer akkora, mint a Jupiter légkörében. Sikerült még kimutatni molekuláris hidrogént is, és sűrűségi megfontolások alapján feltételezik jelentékeny mennyiségű hélium jelenlétét. Érdekes, hogy eddig nem találtak szerves vegyületeket az Uránusz légkörében (a metánon kívül). Korábban nem találtak olyan jeleket, amelyekből arra lehetne következtetni, hogy az Uránusznak magnetoszférája van.

Az Uránusz azzal tűnik ki bolygótársai közül, hogy egyenlítője 97°55'-es hajlásszöget zár be a pályasíkkal. Ez azt jelenti, hogy ez a bolygó a forgástengelye körül, kerék módjára gördülve kering a Nap körül. E szokatlan tengelyállásnak a következménye, hogy az Uránusz szolsztíciumkor (napfordulókor) egyik pólusával csaknem pontosan a Nap középpontja felé mutat, míg a másik póluson sötét éjszaka uralkodik. A hosszú keringésidő miatt ez az éjszaka 42 évig tart, hogy azután 42 földi évig tartó nappal következék! Napéjgyenlőség idején viszont az egyenlítői vidék fordul a Nap felé, de itt most a nappal rövidebb 6 óránál, ugyanúgy, mint az éjszaka.

Sajnos, be kell vallanunk, hogy mivel csaknem 3 milliárd km távolságban van a Földtől, kevés számszerű adatot ismerünk kellő pontossággal. Bizonyos, hogy átmérője több, mint négyszerese a földinek, és tömege csaknem 15-ször akkora, mint a Földé. Így, az ebből adódó sűrűséget is figyelembe véve, az Uránuszt joggal sorolják az óriásbolygók családjába.

Albedójának nagy értéke (0,5) arra enged következtetni, hogy a bolygót egy olyan sűrű felhőréteg veszi körül, amely igen jól veri vissza a fényt. A vastag felhőréteg nemcsak megakadályozza a felszín tanulmányozását, de eddig a felhőzetben semmiféle alakzatot, pl. foltokat vagy vonalakat nem sikerült huzamosabb ideig azonosítani, és ezek mozgásából a bolygó forgási periódusát levezetni. Ezért a legtöbb könyvben a színképi *Doppler*-effektusból levezetett $10^h 49^m$ szerepel rotációs periódusként. Ez az érték azonban meglehetősen bizonytalan, és több szakértő kétségbe is vonja azt. Így pl. D. S. HAYES és M. S. BELTON (Kitt Peak Observatory) rácsspektrográffal nyert színképek vonalainak dőlésszögéből határozta meg a rotációs periódust. Az eredmények összesítéséből kapott érték $24^h \pm 3^h$, ami az említett hagyományos periódusnak mintegy a kétszerese. Hasonló eredményt kaptak akkor is, amikor P. LOWELL és V. M.

SLIPHER 1912-ben készült színeképeit, amelyekből a hagyományos értékeket nyerték, a saját módszerük szerint dolgozták fel. W. W. CAMPBELL vizuális fotometriai adatainak újraértékelése 21,6 órás periódust adott. M. TRAFTON (Mac Donald Observatory) periódus meghatározások sorozatából $23^h \pm 5^h$ értéket vezetett le. A különböző szerzők eredményei nincsenek összhangban, ami azt mutatja, hogy földim egfigyelésekből igen nehéz megbízható periódust levezetni, a nagy távolság miatt.

Az eddig vázolt bizonytalanságot fokozta néhány újabb eredmény. Ismeretes, hogy egy test rotációs periódusa levezethető annak lapultságából, amennyiben hidrosztatikai egyensúlyi állapotot lehet feltételezni. Így pl. J. ELLIOTT egy csillagfedés adataiból (amikor az Uránusz a keringése során eltakart egy csillagot) $0,033 \pm 0,007$ statikai lapultságot vezetett le, és ebből $12,8 \pm 1,7$ órás periódust kapott. Ezzel szemben a Stratoscope—II ballon felszállása során kapott felvételekből számított lapultsági érték lényegesen kisebb: $0,022 \pm 0,01$, következőképpen a rotációs periódusra nagyobb, $16,6 \pm 0,6$ órás érték adódott. Összegezve annyit állapíthatunk meg, hogy az adatok túl nagy tartományban szórnak, és ezért a földi mérésekből nem tudjuk meghatározni az Uránusz rotációs periódusát.

Örvedetesen változott a helyzet 1986. január 24-én, amikor a Voyager—2 űrszonda elhaladt az Uránusz mellett. Pályája csaknem merőleges volt az Uránusz egyenlítői síkjára, ezért a találkozás leghasznosabb tartama csak néhány órát tett ki, de eközben a szonda a bolygót kb. 107 000 km-re, annak érdekesnek ígérkező, *Miranda* nevű holdját pedig csaknem 28 000 km-re közelítette meg. Az űrszonda mérései és felvételei révén igen sok új ismeret birtokába jutottunk.

Az Uránuszhoz való közeledés folyamán a szakemberek folyamatosan figyelték a műszerek méréseit, de nem tapasztaltak semmi érdemlegeset. Mindössze 5 nappal a legnagyobb közelítés előtt fordulat állt be: az Uránusztól eredő rádiójeleket vettek, és a műszerek ionáramlásokat jeleztek! A továbbiakban a szonda magnetométere kimutatta, hogy a bolygónak egy globális mágneses tere, és ezzel kapcsolatos magnetoszférája, valamint sugárzási övezete van. A mérések szerint a felhőzet magasságában a mágneses fluxussűrűség értéke kb. $2,5 \times 10^{-5}$ T. Megdöbbenést keltett, hogy a mágneses tér szimmetriatengelye csaknem 60° -os szögben hajlik a bolygó rotációs tengelyéhez képest (a többi bolygónál ez az érték nem éri el a 15° -ot sem!), és dipólusa nem a geometriai középpontban van, hanem attól $1/3$ sugárnyira eltolódva. Ezek alapján azt kell feltételeznünk, hogy a bolygónak van egy belső magja, amelyben egy elektromosan vezető anyag konvekciós áramlások keretében egy dinamomechanizmuson keresztül a globális mágneses teret fenntartja. De az is biztos, hogy ez a mag egy egészen más tengely körül forog, mint a bolygót alkotó külsőbb rétegek, pl. a légkör.

A mágneses tengelynek a forgástengely körüli precessziós mozgása következtében periodikus ingadozások lépnek fel nemcsak a mágneses térben, hanem a mágneses pólusok környékéről eredő rádiósugárzásban is. Ezek az ingadozások lehetővé teszik az Uránusz rotációs periódusának pontos meghatározását. A kétfajta mérésből egyaránt 17,24 órás periódus adódott.

Az Uránuszról készített képek először csalódást keltettek, mivel azokon a bolygó szinte egyenletesen fényesnek látszott, így rajtuk nem lehetett részleteket azonosítani. Azonban, miután modellszámítás segítségével előállították egy, a Nap által egyenletesen megvilágított, képzeletbeli bolygó képét, és ezt a képet az Uránusz felfogott képéből kivonták, majd a maradékot felerősítették és hamis színezéssel jól láthatóvá tették, mindjárt más lett a helyzet. A maradék-képen felhőalakzatokat lehetett megkülönböztetni, és így azok mozgásából meg lehetett határozni a rotációs periódust. Hamarosan kiderült, hogy az így kapott periódusok szélességfüggőek: a különböző

szélességeken mért periódusok 14 órától 17 óráig terjedtek. Ebből a szakemberek számára nyilvánvalóvá vált, hogy nem a bolygó, hanem a felhőzet rotációs periódusát kapták meg, és hogy a felhők révén valójában szeleket figyelhetünk meg az Uránuszon. Ezek a szelek a forgás következtében fellépő *Coriolis*-erők hatására a bolygó pólusaival koncentrikusan, és kelet-nyugati irányban fújnak.

A megfigyelt felhőkről megállapították, hogy azok az Uránusz légkörében lebegő metánfelhők (0,16 MPa és 82 K mellett). A légkör fő komponense — ahogy azt a szakemberek feltételezték — a hidrogén, amely mellett 1:9 arányban hélium is kimutatható volt. Meglepő volt az a felfedezés, hogy az egyenlítőn és a sarkokon csaknem azonos a hőmérséklet.

Akadtt rejtélyes dolog is. Az Uránusz nappali oldalán csaknem két sugárnyi távolságig terjedően kimutatták a felsőlégkör ultraibolya sugárzását. A hidrogénnek ezt a szokatlanul intenzív *Lyman*-alfa-sugárzását az amerikai IUE-hold már 1982-ben kimutatta, de akkor nem foglalkoztak annak magyarázatával. A Voyager méréseiből bizonyos, hogy nem lehet szó olyan légköri sugárzásról, amelyet a napfény gerjesztene (ún. airglow). A jelenség nem azonos az Uránusz éjszakai oldalán kimutatott sarki fényvel sem. Többen úgy vélik, hogy a magnetoszféra elektronjainak komoly szerepe van a jelenség létrejöttében, ezért egyelőre „electroglow”-nak nevezték el.

Az Uránusz belső szerkezetéről, természetesen semmiféle adatunk nincs. Így spekulációkra, a már jobban ismert Jupiterrel és Szaturnusszal való analógiákra, és a mérhető adatokra kell hagyatkoznunk. A táblázatban szereplő, és a már korábban említett adatokon kívül támpontul szerepel még a hőmérséklet a felhők tetejénél, amely a mérések tanúsága szerint 58 K (-215°C), ami pontosan megfelel a Naptól kapott energiának, vagyis bizonyos, hogy az Uránusznak nincs saját, belső energiaforrása.

A belső felépítésére vonatkozó modellek természetszerűleg még eléggé bizonytalanok. Manapság a legtöbb szakértő valamely háromhéjú modell felé hajlik. Ezeknél egy szilárd halmazállapotú magot egy jégköpeny vesz körül, és ezen kívül egy vastag gázköpeny helyezkedik el. Egy, az Uránusz tömegét, sűrűségét és méretét visszaadó modell szerint a sugár 1/3-áig terjedő szilárd mag összetétele a következő: 38% SiO_2 , 25% MgO , 25% FeS és 12% FeO . Ezt a magot egy kb. ugyanolyan vastag jégréteg veszi körül, amelynek összetétele: 57% H_2O , 32% CH_4 és 11% NH_3 . A legkülső gágréteg fő komponense a hidrogén és a hélium, némi metán- és ammónia-tartalommal.

Az Uránusz körül is keringenek holdak. Ezek közül 1984-ig ötnek a létezéséről tudunk (kettőt még *HERSCHEL* fedezett fel!). Földi megfigyelések révén nem sokat tudunk meg, hiszen az oly nagy távolságban keringő, ugyanakkor viszonylag kis-méretű holdak átmérőit még a legnagyobb távcsövek segítségével sem lehetett annyira felnagyítani, hogy korongként kimérhetőek legyenek. Éppen ezért *H. BROWN* és munkatársai (*Mauna Kea*, *Hawaii*) az Uránusz-holdak átmérőjét és méretét vizsgálva (infra-vörös) fluxusából és az általuk a napsugárzásból reflektált komponensek intenzitásából határozták meg. A szükséges mérések a holdak kis mérete és hideg felszíne ellenére elvégezhetőek voltak a *NASA* 3 m átmérőjű infra-teleszkópjával. Az eredmények a 3.10. táblázatban találhatóak. Megjegyezzük, hogy ezek az átmérők lényegesen nagyobbak a korábban elfogadottaknál. Megállapítható az is, hogy a négy nagyobb hold kb. akkora, mint a Szaturnusz holdjai közül a *Rhea* vagy a *Iapetus*.

Egészen a *Voyager*—2 „látogatásáig” csak annyit mondhattunk, hogy minden bizonnyal a Szaturnusz holdjaihoz hasonló jégholdakról van szó. A holdak felszínéről természetesen semmit sem tudunk. A *Voyager*-felvételek révén azonban kiderült, hogy ennek a Naptól oly távoli, „megfagyott” világnak a képe egyáltalán nem oly egyhangú, mint azt korábban gondoltuk. A szerencsés választásnak köszönhetően a

3.10. táblázat. Az Uránusz holdjai

Jele	Név	Felfedezés éve	Pálya sugara [10 ³ km]	Keringési idő [nap]	Excentricitás	Inklináció [°]	Sugár [km]	Vizuális fényesség [magnitudo]
UV	Miranda	1948	129,4	1,414	0,027	4,22	200?	16,5
UI	Ariel	1851	191,0	2,520	0,003	0,31	665	14,4
UII	Umbriel	1851	266,3	4,144	0,005	0,36	555	15,3
UIII	Titania	1787	435,9	8,706	0,002	0,14	800	14,0
UIV	Oberon	1787	583,5	13,463	0,001	0,10	815	14,2

rendelkezésre álló rövid idő alatt éppen a nagyon érdekesnek bizonyult *Miranda* került legjobban a lupe alá. Az első megállapítás az volt, hogy a holdacska sugara kb. 240 km, vagyis kissé nagyobb, mint gondoltuk. A felszínéről készült képek minden szakértőt bámulatba ejtettek, elsősorban azért, mert az tektonikai szempontból rendkívül egzotikusnak mutatkozik. A felvételek a sok becsapódási kráter mellett rendkívül gazdag geológiai formavilágot mutatnak: teraszokkal, vetődésekkel, mély völgyekkel, hátságokkal, párhuzamos árkok rendszerével, és egész sor bizarr hegységgel. A *Miranda* felszíne a kiértékelő csoport tagjaira olyan benyomást tett, mintha azt valamilyen folyamat a korábbiakban többször felszabdalta és ismét összerakta volna. A felszín ilyen alakulását ma még nem tudjuk megmagyarázni.

Lényegesen kevesebb részletet árulnak el a képek a négy „nagy” holdról: az *Ariel*ről, az *Umbriel*ről, a *Titaniáról* és az *Oberon*ról. Annyi bizonyos, hogy a holdak albedója valamivel kisebb, mint a Szaturnusz-holdaké. Ennek ellenére feltételezik, hogy jégből állnak, mivel átlagos sűrűségük 1,5 és 1,7 g/cm³ közé esik, ami éppen a jégholdakra jellemző. Megállapítható, hogy ezek a holdak is érdekes geológiai fejlődésen mentek keresztül: erre utalnak a fellelhető nagy szintkülönbségek és a vályúszerű völgyek.

Meglepetésként hatott, hogy már az első Voyager-felvételeken tíz új holdacska fedeztek fel. Ezek legfontosabb adatait a 3.11. táblázatban foglaltuk össze.

Jelentékeny lépés történt az Uránusz megismerésében 1977. március 10-én. Ekkor mi, hat földi megfigyelőhelyről és egy repülőgépre telepített obszervatóriumból fotométerekkel figyelték meg azt a jelenséget, hogy az Uránusz a keringése folyamán fedte az SAO 158657 jelű csillagot. Az észlelések során mindegyik helyen nagy érzékenyséű fotoelektromos műszerekkel regisztrálták a csillag fényét. Nagy volt a szakemberek meglepetése, amikor kiderült, hogy a műszerek öt ízben jól kivehetően jelezték a csillag fényének jelentős csökkenését, még mielőtt az Uránusz a csillagot eltakarta volna! Minden elsötétedés azt jelenti, hogy akkor valamely tárgy helyezkedett el a csillag és az észlelőműszer között. Még furcsább volt, hogy ezek a váratlan elsötétedések a csillagfedés után is megismétlődtek. A fénygörbék részletes elemzése hamarosan kiderítette, hogy az elsötétedések a csillaghoz képest szimmetrikus helyzetben történtek, és ebből adódott a nagy felfedezés: az Uránuszt több különálló gyűrűből álló rendszer veszi körül! A fénygörbék alapján öt, igen keskeny gyűrűt tudtak azonosítani, és ezeket rendre α , β , γ , δ , ϵ betűkkel jelölték. Az összesített észlelési anyag közös feldolgozása és elemzése után J. ELLIOT kimutatta, hogy a β és a γ gyűrű között még egynek kell lennie, és ezt η -val jelölte, ezenkívül az α gyűrűn belül még további három gyűrűt találtak, és azokat a 4, 5 és 6 számmal jelöljük. Így tehát összesen

3.11. táblázat. Újabban felfedezett Uránusz-holdak

Ideiglenes jelölés	Távolság [km]	Keringési idő [h]	Átmérő [km]
1986U7	49 300	7,92	?
1986U8	53 300	8,92	?
1986U9	59 100	10,38	?
1986U3	61 750	11,13	40
1986U6	62 700	11,39	30
1986U2	64 350	11,83	40
1986U1	66 090	12,32	50
1986U4	69 920	13,41	30
1986U5	75 100	14,93	30
1985U1	85 980	18,28	150

Megjegyzés: Az átmérőket annak feltételezése mellett számították, hogy a holdak albedója megegyezik az 1985U1 mért albedójával (0,05).

kilenc gyűrűt találtak, és ezeknek létezését további csillagfedések alkalmával, így pl. 1978. április 10-én (Persson, Chile) az észlelések megerősítették. Az Uránusz csillagfedésekor felvett fénygörbéken indiai megfigyelők több, mint 30 további gyűrűcske nyomait vélték megtalálni. Ezek létezését azonban a későbbi földi megfigyelések nem erősítették meg.

Már az első fénygörbékből a szakemberek le tudták vezetni a gyűrűk méreteit:

Gyűrű	Sugár [km]	Gyűrű	Sugár [km]
6	41 980	η	47 323
5	42 360	γ	47 746
4	42 663	δ	48 423
α	44 844	ϵ	51 900
β	45 799		

A gyűrűk mintegy tízezer km széles sávban veszik körül az Uránuszt, azonban az egyes gyűrűk nagyon keskenyek és vékonyak, tehát viszonylag nagy távolságok vannak az egyes gyűrűk között. Felfedezésük óta a gyűrűket nemcsak további csillagfedések megfigyelése révén tanulmányozták, de földi távcsövekkel, különleges technikai megoldásokkal, infravörösben felvételt is tudtak már készíteni a gyűrűrendszer-ről.

Az eddig kimutatott kilenc gyűrű közül 7-nek a pályásíkja nem esik pontosan egybe az Uránusz egyenlítőjével. A fotometriai mérésekből levezetett inklinációértékek igen kicsinyek: $2' \dots 4'$ között vannak. Kiderült az is, hogy a gyűrűk nem szabályos kör alakúak. Excentricitásuk $10^{-3} \dots 10^{-4}$ között van, ami már nem elhanyagolható. Külön érdekesség, hogy mind az inklináció, mind az excentricitás a külső gyűrűknél kisebb, és befelé haladva növekszik. Ezek a megállapítások azért érdekesek, mert ma még csak olyan gyűrűk képződési mechanizmusát dolgozták ki elméletileg, amelyeknek excentricitása és inklinációja egyaránt nulla. Persze, az ideálistól való eltérések felfoghatók egy eddig ismeretlen Uránusz-hold perturbáló hatásának is.

A Voyager felvételei megerősítették a gyűrűk létezését, de segítségükkel nem jutottunk sok többlet-információhoz. A 9 gyűrű visszavert fényben oly sötét volt, hogy még csak 1985 vége felé váltak láthatóvá a szonda kamerái számára. Azonban, miután a szonda keresztülhaladt a gyűrűk síkján, a gyűrűrendszer már jóval fényesebbnek látszott. A szonda mikrohullámú adójának mérései alapján kiderült, hogy a gyűrűk jelentékeny számban tartalmaznak méter nagyságrendű darabokat is. A felvételek alapján egyértelmű, hogy az Uránusz gyűrűiben sokkal kevesebb anyag van, mint a Szaturnusz, vagy akár a Jupiter gyűrűjében. A felvételeken a 9 gyűrű mellett még egész sor körívnyi terjedelmű gyűrűdarabot találtak. Ezek mellett említésre méltó az a teljes kör alakú, 3700 km széles, diffúz gyűrű, amely legbelül, 36 000 km-re az Uránusz középpontjától helyezkedik el.

Bár a szakemberek nagyon kerestek ún. *terelőholdakat*, csak egyetlen esetben jártak szerencsével. Az 1986U7 és 1986U8 holdak ui. közrefogják a legkülső, és egyben legszélesebb gyűrűt. Mivel azonban ezek a holdak jó 2000 km-re vannak a gyűrűtől, egyáltalán nem biztos, hogy ezek a holdak tényleg azt a terelő szerepet játsszák, amit nekik szeretnének tulajdonítani.

3.1.2.4. A Neptunusz

A Neptunusz adatai

Átmérője	3,86 Föld-átmérő	= 49 200 km
Tömege	17,22 Föld-tömeg	= $1,029 \cdot 10^{26}$ kg
Sűrűsége		1,65 g/cm ³
Közepes naptávolsága	30,06 CSE	= $4,496 \cdot 10^9$ km
Rotációs periódusa		15 ^h 40 ^m ?
Sziderikus keringésideje		164,79 év
Szinodikus keringésideje		367,5 nap
Egyenlítői sík hajlásszöge		
a pályasíkhoz		28°8
Közepes pálya menti sebessége		5,43 km/s
Pálya excentricitása		0,0086
Pályasík hajlásszöge az ekliptikához		1°8
Felszíni nehézségi gyorsulása		11,38 m/s ²
Szökési sebesség		23,2 km/s
Albedó		0,84

Természetes, hogy az újonnan felfedezett Uránuszt nagy érdeklődés kísérte, s ennek következtében sokan figyelték pályáját. Csupán néhány évtizednek kellett eltelnie ahhoz, hogy a szakemberek megállapíthassák: az Uránusz tényleges pályája eltér a számítottól! Az eltérések csekélyek voltak, de a számítások pontossága mellett nem lehetett kételkedni azok realitásában. Csakhamar azt is sikerült tisztázni, hogy az észlelt eltéréseket nem okozhatja a Jupiter vagy a Szaturnusz perturbáló hatása. Ezért többen, így pl. A. BOUVARD francia csillagász is, azt hangoztatták, hogy egy eddig fel nem fedezett bolygónak kell tulajdonítani a megfigyelt rendellenességeket.

Ilyen előzmények után történt, hogy ketten is nekifogtak az elvileg lehetséges, de addig még senki által el nem végzett feladatnak: az észlelt perturbációkból meghatározni az ismeretlen perturbáló égitest pályáját és helyét az égbolton. Egyikük egy 24 éves cambridgei egyetemista, J. C. ADAMS, aki hosszadalmas számításait 1845

nyarán befejezi, és eredményeit bemutatja főnökének, SIR G. AIRYnek. Ő azonban nem veszi komolyan fiatal kollégája képességeit, nem hisz a kapott eredmények realitásátában, és az egész paksamétát olvasatlanul fiókjába teszi.

Még csak ebben az időben kezdi el számításait U. J. LEVERRIER, akinek figyelmét F. ARAGO, a párizsi csillagvizsgáló igazgatója irányítja az Uránusszal kapcsolatos problémára. Tizenegy hónapig tartó kemény munka után (14 ismeretlenes differenciálegyenlet-rendszert kellett megoldania, mai számítógépek nélkül!), 1846. augusztus 31-én LEVERRIER a francia akadémia ülésén hivatalosan bejelenti, hogy kiszámította az ismeretlen bolygó pályáját és égi koordinátáit.

Bármely más csillagász ebben a helyzetben előbb elrohant volna az első elérhető távcsőhöz, hogy meggyőződjék „saját” bolygójának létezéséről. Ehelyett LEVERRIER még csak két héttel később, szeptember közepén közli egy levélben az új bolygó koordinátáit J. G. GALLE berlini csillagással, kérve őt arra, hogy a náluk nemrégiben elkészült legújabb csillagtérkép alapján kísérje meg az új égitest megkeresését. GALLE szeptember 23-án kapja meg a levelet, és még aznap este, minden nehézség nélkül, a számított helytől mindössze 52'-nyire megtalálja az új bolygót!

Az új bolygónak pusztán számítások alapján való felfedezése a newtoni gravitációs elmélet óriási, vitathatatlan diadala volt. El lehet azonban képzelni ADAMS elkeseredését, amikor kiderült, hogy az ő számításai is hasonló, csaknem azonos eredményhez vezettek. Pedig időközben AIRY, miután hallott LEVERRIER folyamatban levő számításairól, elővette ADAMS számításait, és azok alapján elkezdte kerestetni a feltételezett bolygót. A sors kegyetlensége folytán a cambridge-i csillagászok három alkalommal is észlelték a keresett bolygót, de megfelelő csillagtérképek hiányában nem ismerték fel. Őket legfeljebb csak az vigasztalhatta volna, ha megtudják, hogy GALILEI már 1613-ban megfigyelte, és felrajzolta (!) a Neptunuszt, de ő sem vette észre, hogy nem csillagról van szó, hanem bolygóról.

Ez azonban nem csoda, hiszen az új bolygó, amelyet Neptunusznak kereszteltek el, még a legkedvezőbb viszonyok között is csak 2^h3^m átmérőjű korongocskának látszik. Ezen a piciny korongocskán a vizuális megfigyelők még a legjobb légköri viszonyok esetén is csak elmosódott foltokat láthatnak. Fotografikus felvételeknél is hasonló a helyzet. Ezért roppant nehéz feladat a bolygó egyik alapvető paraméterének, rotációs periódusának meghatározása. Ennek ellenére többen meghatározták már a periódust, a legkülönbözőbb módszerekkel. Általában olyan fotometriai vagy spektroszkópiai jellegzetességeket használtak fel, amelyek kapcsolatba hozhatók a bolygó forgásával. Ezek a mérések tehát inkább tekinthetők numerikus becsléseknek, amelyeknél az esetleg megadott belső pontosságot fenntartással kell fogadni.

A rotációs periódus hagyományos értéke 15^h 40^m, amit színképi *Doppler*-effektusból vezettek le. A Neptunusz igen csekély fényváltozásából ennél kisebb érték, 12^h 43^m adódott. Fotometriai mérésekkel, de különleges redukciós eljárással HAYES és munkatársai 22^h ± 4^h értékű periódust kaptak. Ezt a módszert a régi, *Hall*-féle fotometriai mérésekre alkalmazva 23,1 órás periódus jött ki. Megjegyezzük azonban, hogy az említett értékek nincsenek összhangban a bolygó statikus és dinamikus lapultságából levezetett értékekkel, így a szerzők hajlanak arra, hogy a tényleges forgási periódus nem hosszabb 18 óránál.

G. MÜNCH és H. HIPPELEIN a földi légkör torzító hatását figyelembe vevő, új módszert dolgozott ki, és azt a Palomar hegyi 5 m-es teleszkóppal készült színképekre alkalmazta. Ezzel az eljárással a Neptunusz rotációs periódusa 11,2 órának adódott, ami jól egyezik a 0,026 statikus lapultsággal.

1979-től kezdve a planetáris kutatásokban is alkalmazni kezdték a CCD- (charge-coupled device) technikát. A Neptunuszról készült első CCD-felvételek biztatóak

voltak: rajtuk világosabb—sötétebb alakzatokat lehetett megkülönböztetni. Az új eljárás igen lényeges tulajdonsága, hogy felbontóképessége nagyobb a fotografikusnál, és óriási előny az is, hogy a CCD-detektorral készült képek jól kezelhetők, javíthatók számítógépes eljárásokkal. Így 1984-ben a Neptunuszról már olyan felvételsorozatot tudtak készíteni Amerikában, amelyen sötét foltok és azok mozgásai jól kivehetők. A foltokat a szakemberek felhőknek vélik. A képekről nyert első megállapítások szerint a foltok (felhők?) mozgása direkt irányban történik. R. TERRILE és munkatársainak elemzése alapján a felvételekből levezetett rotációs periódus $17^h 60^m \pm 5^m$. Figyelemre méltó, hogy ez az érték jó egyezést mutat D. CRUIKSHANK (Hawaii) 1981-ben, fotometriai úton levezetett, és igen jónak tartott $17^h 43^m$ -es periódusával. Megemlíthetjük, hogy az utóbbi években a különböző kutatók által mért periódusok általában egy kissé (néhány esetben egy fél órával) hosszabbak. Ez azonban magyarázható egyrészt egy, a szélességtől függő differenciális rotációval, másrészt azzal, hogy a különböző módszerekből adódó periódusok más-más magasságbeli légköri rétegekre vonatkozhatnak.

Mindezeket a részleteket annak szemléltetésére közöltük, hogy kitűnjék: még a legmodernebb mérések alapján is csak azt tudjuk, hogy a Neptunusz rotációs periódusa valamivel rövidebb 18 óránál.

Nyilvánvaló, hogy a nagy, csaknem 4,5 milliárd km-es távolság következtében csak nagyon keveset tudunk a Neptunuszról. Színképében a hidrogénen kívül kimutatták metán és etán jelenlétét is. A nagy albedó is arra utal, hogy a felhőzet sok hidrogént és metánt tartalmaz. R. F. LOEWENSTEIN és munkatársai megmérték a bolygó infravörös fluxusát 45 és 93 mikrométer hullámhosszon. Ezekből a mérésekből meg tudták határozni a bolygó felszínének effektív hőmérsékletét, és ez $55,5 \pm 2,3$ K-nek ($-217,5$ °C) adódott. Ebből az adatból, figyelembe véve a Neptunuszra jutó szoláris energiafluxust, arra a következtetésre jutottak, hogy ennek a bolygónak is van saját, belső energiaforrása, hiszen kétszer annyi hőt ad le, mint amennyit a Naptól kap.

A Neptunusz belső szerkezetéről semmilyen mérési adat nem áll rendelkezésünkre. A nagy hasonlóság miatt a szakemberek feltételezik, hogy a bolygó belső szerkezete nem tér el lényegesen az Uránuszétól (háromhéjú modell!).

Még felfedeztetése évében, 1846-ban, megtalálták a Neptunusz körül keringő holdak közül az elsőt, a *Tritont*. További 103 évig tartott, míg a második holdat, a *Nereidet* is felfedezték. Napjainkban fedezték fel a Neptunusz 3. holdját. Pályájuk főbb adatai a következők:

Pálya adatai	Triton	Nereid
Fél nagytengelye	$355,3 \cdot 10^3$ km	$5,51 \cdot 10^6$ km
Keringésideje	5,877 nap	360,21 nap
Excentricitása	0,001	0,75
Inklinációja	159°	$27^\circ 6'$

A harmadik hold adatait még nem ismerjük.

A holdak méretére vonatkozó adatok nagyon bizonytalanok. A *Triton* átmérője 3500 és 600 km között lehet, míg a *Nereidé* csak kb. 200 km. Az adatok alapján látható, hogy nagy különbség van a két hold között. A *Nereid* csupán törmelékholdnak tekinthető, amely igen távol, mintegy 200 bolygósugárnyi távolságban kering a Neptunusz körül, viszonylag nagy inklinációjú és rendkívül excentrikus pályán. Lehetséges, hogy pályáját valamely kozmikus esemény alakította ilyen furcsává?

A *Triton* a Naprendszer nagyobb holdjai közé tartozik. Mivel méretét nem ismerjük eléggé pontosan, az abból adódó sűrűségérték sem megbízható. Ennek ellenére sokan úgy gondolják, hogy a *Triton* leginkább a Szaturnusz *Titan*jához hasonlít.

Pályadatai mutatják, hogy ez a hold négyszer gyorsabban halad kör alakú pályáján, mint a mi Holdunk, de retrográd irányban. Utóbbi mozzanat szintén rendellenesnek számít a Naprendszerben, és külön magyarázatot igényelne.

Színképi vizsgálatokkal már régebben ki tudták mutatni metán jelenlétét, és igazolták, hogy ennek nagy része, az 55 K ($-218\text{ }^{\circ}\text{C}$) felszíni hőmérséklet következtében, légnemű halmazállapotban van. Tehát a *Triton*nak is van légköre. Újabban azonban infravörös-színképi vizsgálatokból egyértelműen bebizonyosodott, hogy a *Triton* légkörében jelentékeny mennyiségű nitrogén is van, mégpedig részben légnemű, részben folyékony halmazállapotban. (Emlékeztetünk rá, hogy eddig csak a *Titan* légkörében lehetett kimutatni nitrogén jelenlétét.) A *Triton* fizikai viszonyait elemezve, mai ismereteink alapján fel kell tételeznünk, hogy ennek a holdnak a felszínét nitrogéntenger borítja. A megfagyott metán sűrűsége kisebb, mint a folyékony nitrogéné, ezért a nitrogéntengeren hatalmas, esetleg kontinens méretű szilárd metáncsuszák, jéghegyek módjára.

De a *Triton* légköre különlegesnek számít abban az értelemben is, hogy térfogata adott esetben jelentékeny mértékben változhat. Ennek magyarázatát a *Triton* retrográd pályája adja, amely gyorsan precesszál a Neptunusz körül, és ezzel szélsőséges évszakos változásokat idéz elő. Pályaelemeinek változását elemezve kiderült, hogy a *Triton*on kialakult egy 650 éves ciklus, amelynek folyamán a csekély évszakos változásokat adó időszakokat olyanok követik, amikor szélsőséges nyarak és telek váltogatják egymást. Ilyen körülmények között olyan illékony anyagok, mint a metán és a nitrogén, elpárolognak az egyenlítői vidéken, és elsősorban a pólusok környékén gyűlnek össze (mint a szén-dioxid a Marson). A pólusok hőmérséklete viszont megszabja a légköri összetevők tulajdonságait. Így pl. a számítások szerint a soron következő „forró nyarak” időszaka folyamán, amely a *Triton*on 30 földi évig fog tartani, annyi metán és nitrogén fog felszabadulni, hogy a hold légkörének a térfogata a jelenleginek harmincszorosára fog növekedni. Szélsőséges esetben azonban a növekedés három nagyságrendet (!) is kitehet! Ezeket az óriási térfogatváltozásokat figyelembe véve lehet úgy fogalmazni, hogy a *Triton* légköre „lélegzik”.

Sokan foglalkoztak már azzal, hogy csillagfedések megfigyelésével kimutassák a Neptunusz feltételezett gyűrűjét, vagy gyűrűrendszerét. Az első „eredmény” egy 1968-ban végzett észlelés adta. Ekkor ui. 3 perccel azután, hogy a csillag a fedés után ismét előtűnt a Neptunusz korongja mögül, egy új-zélandi észlelő műszere egy 2,5 percig tartó, 0,3 magnitúdót kitevő fénycsökkenést regisztrált. A fénygörbe elemzése szerint ezt a fénycsökkenést egy kb. 4000 km széles gyűrű okozhatta volna. Felmerül azonban, hogy ilyen széles gyűrűnek a regisztrátum másik, fedés előtti részén is meg kellett volna mutatkoznia. Másik lehetőség az észlelés értelmezésére az volna, hogy a fénycsökkenést egy hold okozta. Ilyen méretű holdat azonban már rég fel kellett volna fedeznünk.

1981. május 10-én, egy újabb fedés alkalmával, egész sor helyről figyelték az eseményt. A fénygörbék elemzése azonban nem szolgáltatott újabb bizonyítékot egy Neptunusz körüli gyűrű létezésére. Viszont két héttel később ismét volt a Neptunusznak egy csillagfedése, amit két különböző helyen is észleltek. Amikor a fedés után a csillag már 2^h3^m-re volt a Neptunusztól, mindkét helyen egyidejűleg regisztráltak egy 8^s-ig tartó jelszintcsökkenést. Az észlelés jelentőségét csökkenti, hogy a fénycsökkenés csupán 4%-os volt. Ettől függetlenül, az észlelés nem bizonyítja egy gyűrű létezését, hiszen ezt a fénycsökkenést okozhatta egy véletlenül arra haladó

kisbolygó vagy egy kis Neptunusz-hold is. Ha a fénycsökkenést valóban egy hold okozta volna, úgy annak mérete mintegy 100 km lenne, vagyis egy olyan kicsi törmelékhold, amely eddig könnyen elkerülhette a földi észlelők figyelmét. Lehet, hogy ez a Neptunusz 4. holdja?

3.1.2.5. A Plútó

A Plútó adatai

Átmérője	0,31 Föld-átmérő	= 4000 km (?)
Tömege	0,003 35 Föld-tömeg	= $2 \cdot 10^{22}$ kg
Sűrűsége		0,5 g/cm ³ (?)
Közepes naptávolság	39,7 CSE	= $5,946 \cdot 10^9$ km
Rotációs periódusa		6,387 nap
Sziderikus keringésideje		247,7 év
Szinodikus keringésideje		366,7 nap
Egyenlítői sík hajlásszöge		
a pályasíkhhoz		$\cong 50^\circ$
Közepes pálya menti sebessége		4,74 km/s
Pálya excentricitása		0,253
Pályasík hajlásszöge az ekliptikához		$17^\circ 1$
Felszíni nehézségi gyorsulás		0,3 m/s ² (?)
Szökési sebesség		1,15 km/s (?)
Albedó		0,14

A Plútót, ugyanúgy, mint annak idején a Neptunuszt is, a külső bolygók pályaháborgásai alapján keresték és találták meg. Általánosan elterjedt vélemény szerint igen távoli, és ennek következtében nagyon halvány bolygóra kellett számítani. Így az is nyilvánvaló volt, hogy ebben az esetben már nem lehet távcsővel keresgélve, vizuálisan „vadászni” az ismeretlen bolygóra, hanem a számítások alapján kijelölt helyekről szisztematikusan készített fényképfelvételeken kell azt megkeresni. Érdekes módon, a 9. bolygót csupa amerikai csillagász próbálta meg felfedezni: 1880-ban J. TODD, 1906-ban V. M. SLIPHER, 1916—19 között P. LOWELL számításai alapján a Sproul Observatoryban folyt rendszeres keresés, majd a híres W. H. PICKERING számításai alapján a világ akkori legnagyobb távcsővével folytatták a kutatást a Wilson hegyi obszervatóriumban, míg végül az 1929 áprilisában, a Flagstaff Observatoryban kezdett keresés vezetett eredményre.

A bolygó keresése abból állt, hogy az égboltnak egy-egy részéről néhány nap eltéréssel 2—2 felvételt készítettek (a második felvételek ellenőrzési célokat szolgáltak), majd egy ún. blink-komparátor segítségével megvizsgálták, hogy a felvételeken van-e olyan objektum, amely a két fényképezés közötti időben elmozdult (a csillagokhoz képest). A keresés nehézségéről képet kaphatunk, ha tudjuk, hogy egy-egy átlagos felvételen a csillagok száma meghaladhatja a százezret.

A 24 éves C. TOMBAUGH volt az, aki végül is 1930. február 18-án észrevette, hogy a 3, ill. 4 héttel korábban az Ikrek csillagképben készült felvételpáron egy igen halvány, 14 magnitúdós objektum a csillagokhoz képest elmozdult! Egy, a következő éjszakán készített ellenőrző felvétel kétségtelenné tette, hogy egy igen lassan mozgó bolygót sikerült lefényképezni. Az ezután következő számítások azt is kimutatták, hogy az új bolygó mintegy 6° -nyira volt a LOWELL által 15 évvel korábban (!) kiszá-

mított pályaelemekből adódó helytől. A sors iróniája, hogy egy kis szerencsével a Plútót már 1909-ben felfedezhették volna, egy M. L.S. HUMASON által akkor készült felvételen.

Felfedeztetése óta a Plútó pályájának még csak 1/5-ét tette meg, de már az eddigi megfigyelésekből is bizonyos, hogy olyan bolygóról van szó, amely sok szempontból rendhagyó. Így pl. $e=0,253$ excentricitása nagyobb bármely másik bolygó pályájánál. Ennek következtében a Naptól való távolsága 29,7 CSE és 49,3 CSE között, vagyis csaknem 3 milliárd km-rel változik a keringése folyamán. Ez viszont azzal jár együtt, hogy a „legtávolabbi” bolygó, a Plútó közelebb kerül a Naphoz, mint a Neptunusz. Ez a helyzet legutóbb 1979-ben következett be, és 20 éven keresztül így is marad, miközben 1989-ben a Plútó áthalad a perihéliumán.

Rendhagyónak számít a Plútó-pálya inklinációja is, hiszen egy nagyságrenddel nagyobb az átlagosnál. Ugyanakkor feltétlenül furcsának minősül a fényváltozásaiból levezetett, 6,4 napos rotációs periódusa is, ha figyelembe vesszük, hogy a Marson túli bolygók mindegyike 1 napnál lényegesen rövidebb idő alatt fordul meg a tengelye körül. Végül, fizikai méretei is arról tanúskodnak, hogy a Plútó „kilóg” a sorból, hiszen jóval kisebb tömegű és átmérőjű, mint amit a külső bolygóknál tapasztalt perturbációk alapján várni lehetett volna. Mindezek alapján egyrészt elterjedt az a vélemény, hogy „kell még lennie egy tizedik bolygónak is”, másrészt sokan úgy vélik, hogy a Plútó vagy egy szokatlan pályán keringő kisbolygó, vagy pedig (F. HOYLE hipotézise szerint) valaha a Neptunusz holdja volt. Utóbbi feltevés szerint a Neptunusz körül keringve a Plútó túlságosan megközelítette a *Tritont*, és annak gravitációs hatásától felgyorsulva szakadt volna le erre a furcsa, mai pályára. Az elszakadási folyamatban a hipotézis szerint a Plútó megzavarta a *Triton*nak, de talán a *Nereid*-nek is a pályáját. Bár ez a hipotézis a szóban forgó három égitest pályájának sajátosságait megmagyarázná, meg kell mondanunk, hogy eddig semmi sem igazolja realitását.

A Plútó igen halvány, és még nagyobb távcsövekben, nagy nagyítás mellett is csaknem pontszerűnek látszik. Természetes tehát, hogy átmérőjét a szokásos módszerekkel csak igen pontatlanul lehet meghatározni. Részletesek nélkül említjük, hogy csillagfedésekkel 2000 és 6800 km közötti átmérőket vezettek le. Tömegét a Neptunuszra gyakorolt, igen csekély perturbációkból 0,2...0,9 Föld-tömegnek becsülték. Az ilyen bizonytalan adatokból kapott sűrűségek is nyilván nagy szórást mutattak, és mindenképpen hihetetlenek tűntek.

Komolyabb javulás akkor következett be, amikor J. W. CHRISTY 1978-ban felfedezte, hogy a Plútónak van egy holdja, amelyet azóta *Charon*nak neveztek el. A felfedezés annak köszönhető, hogy CHRISTY észrevette azokat a deformációkat, amelyek időről időre fellépnek a Plútóról készült felvételeken. Ez a 0°8...0°9-es „kidudorodások” a Plútó távolságában kb. 19 000 km-nek felelnek meg, ami kizárta azt, hogy a Plútó szabálytalan alakja okozná a jelenséget. Ezért CHRISTY feltételezte, hogy egy, a Plútó körül keringő holdról van szó. Mivel egy viszonylag közeli hold pályája akkor stabil, ha a hold keringése kötött, elfogadták azt a hipotézist, hogy a hold keringésideje azonos a Plútó 6,3867 napos rotációs periódusával. Ennek alapján már ki lehetett számítani, hogy a hold a Földről nézve mikor helyezkedik el a Plútótól a legtávolabb (oldalt), és valóban: az így megkeresett régi felvételeken mindenütt látható a kidudorodás a Plútó képén, bizonyítva a *Charon* létezését és kötött keringését.

Az elmúlt években többen is megkísérelték pontosítani a *Plútó—Charon* rendszer paramétereit. Szakkörökben megbízhatónak tartják D. BONNEAU és R. FOY interferométeres méréseit, amelyeket Hawaiiiban, a 3,5 méteres teleszkópon végeztek. Szerin-

tük a Plútó átmérője $0,18 \pm 0,02$, ami 4000 ± 400 km-nek felel meg, viszont a *Charon* átmérője fele akkora, vagyis 2000 ± 200 km. Újból meghatározták a *Plútó—Charon* távolságot is, és azt $1,02$ -nek, vagyis $22\,000$ km-nek találták. Az így kapott adatok szerint, a keringésidő ismeretében, a rendszer össztömege $2 \cdot 10^{22}$ kg, vagyis csupán $0,003$ földtömeg! A Plútó sűrűsége is igen kicsi, $0,5$ g/cm³, ami nyilván azt jelenti, hogy felépítésében elsősorban kisebb sűrűségű anyagoknak, gázoknak, vízjégnek van szerepe. Az infravörös színképelemzés egyébként kimutatta a Plútó felszínén metánjég jelenlétét, és e mérések szerint a felszíni hőmérséklet 33 K (-240 °C)!

Bizonyos megfontolásokból következik, hogy a rendszer össztömegéből $1,8 \cdot 10^{22}$ kg jut a Plútóra, és így a *Charon* tömege $0,2 \cdot 10^{22}$ kg. Ez azért is nagyon érdekes, mert eddig a szakemberek a Hold és a Föld $1:81$ tömegarányát a Naprendszerben kirívónak nagynak tartották, itt viszont egy még nagyobb, $1:9$ tömegarányról van szó.

Fenti adatok szerint a Plútó felszínéről nézve a *Charon* átmérője 6° -os, vagyis 12 -szer akkora, mint a mi Holdunk a Földről nézve. Kötött keringésideje miatt azonban a Plútó egy adott felszíni pontjáról nézve a *Charon* mindig ugyanabban az irányban látszik.

A *Charon* felfedezése után megvizsgálták azt az égi mechanikai esetet, hogy keringhetett-e a *Charon* a Plútó körül már akkor is, amikor ez utóbbi (a feltételezések szerint!) a Neptunusz holdja volt. Hamar kiderült, hogy ez a feltételezett rendszer egyáltalán nem stabil, és már 10^6 évnél rövidebb idő alatt felbomlana. Így tehát ezt a feltevést nyugodtan el lehet vetni. Így most egyesek úgy vélik, hogy a *Charon* abban a folyamatban szakadt ki a Plútó testéből (!), amelynek során az leszakadt a Neptunusztól, és elkezdett önálló pályán a Nap körül keringeni. A vizsgálatok szerint ez a feltevés égi mechanikai szempontból nem lehetetlen. Mások viszont úgy vélik, hogy a *Charon* a Plútóhoz hasonlóan a Neptunusz egyik holdja volt, és a Plútó elszakadásakor „magával vitte” a *Charont* is.

Befejezésül hangsúlyozni szeretnénk, hogy a mérések pontatlansága miatt a *Plútó—Charon* rendszerre vonatkozó valamennyi mai számadat még bizonytalan.

3.1.3. A kisbolygók

A 18. század második felében ismertté vált *Titius—Bode*-szabály (amely azt mondja ki, hogy $T = 0,4 + 0,3 \cdot 2^n$, ahol T a bolygó távolsága a Naptól CSE-ben és $n = -\infty, 0, 1, 2, 3, \dots$) viszonylag nagy pontossággal adta meg a Naprendszer addig ismert bolygóinak Naptól mért távolságát. Éppen ezért szakmai körökben feltételezték, hogy a szabály által az $n=3$ esetre adódó $2,8$ CSE távolságban is kell lennie egy addig ismeretlen bolygónak (a Mars és a Jupiter pályája között). Sokan kapcsolódtak be a feltételezett bolygó szisztematikus keresésébe, ami az akkori vizuális módszerek mellett igen fáradságos feladat volt. Kitartó munka eredményeként végül G. PIAZZI, a palermói csillagvizsgáló igazgatója, 1801. január 1-ének hajnalán fedezte fel a sokak által keresett égitestet, amelynek a *Ceres* nevet adták. Az új égitest valóban a feltételezett naprendszerbeli tartományban keringett, bár fényessége nagyon elmaradt a várakozástól, amiből arra következtettek, hogy bizonyára kicsiny. Meglepetést csak az okozott, hogy a következő esztendőben W. OLBERS ugyanabban az égi tartományban felfedezett egy újabb „bolygót”, a *Pallast*, 1804-ben J. HARDING megtalálta a *Junot*, és 1807-ben OLBERS megtalálta második „bolygóját”, a *Vestat*. Ezután hosszabb szünet következett, majd 1845-ben felfedezték az *Astraea* nevű kisbolygót. Az eltelt idők alatt ui. tisztázódott, hogy mindezek az újonnan felfedezett égitestek a feltételezett tartományban a Nap körül keringenek, tehát bolygók; viszont

fényességi és egyéb megfontolásokból kiderült, hogy valamennyien kisméretűek, ezért kapták a *kisbolygó* (*planetoida, aszteroida*) nevet.

Amióta a kisbolygók felkutatásában fotografikus módszereket használnak, sok ismeretlen kisbolygót fedeztek fel. Az újonnan felfedezett kisbolygó először egy ideiglenes jelölést kap, amely a felfedezés évéből és két betűből áll, pl. 1918 EQ. Ezután (legalább három megfigyelés alapján) meghatározzák a kisbolygó pályáját, és ha ez alapján legalább két oppozícióban újra meg tudják figyelni, ill. kiderül, hogy nem korábban már felfedezett kisbolygóról van szó, akkor az új kisbolygót felveszik a katalógusba, ahol egy végleges sorszámot és nevet kap. Így pl. az 1918 EQ ideiglenes jelölésű kisbolygó végleges jelzése: *919 Ilsebill*. A katalógusban nyilvántartott kisbolygók száma már meghaladja a 2000-et, bár a felfedezett, de nem katalogizáltaké még ennél is nagyobb.

3.1.3.1. A kisbolygók pályái

A kisbolygókra vonatkozó adatok közül legpontosabban a pályájukat ismerjük. Ismeretes, hogy a nagybolygók kis excentricitású és az ekliptikához közel eső pályákon keringenek. A kisbolygók pályái az átlagos pályaelemeket tekintve sok hasonlóságot mutatnak. Általában ellipszispályákon keringenek a Nap körül, de az excentricitás átlagértéke csak $e=0,15$. A kisbolygók pályái nem az ekliptikában helyezkednek el, de az átlagos pályahajlás (inklináció) értéke csak $i=9^{\circ}7$. A közepes naptávolság átlagértéke 2,9 CSE, ami 4,5 éves keringésidőnek felel meg, és a kisbolygók 98%-ának keringésideje 3,2 év és 7 év között van.

A nagyszámú kisbolygó között akad olyan, amelynek pályaelemei erősen eltérnek az átlagértéktől. Így pl. legnagyobb inklinációja van a *Betuliának* (52°) és a *Hidalgonak* (43°), ugyanakkor az apheliumtávolságuk nagyobb, mint a Szaturnusz közepes távolsága, vagyis ezek a kisbolygók időnként a Szaturnuszon túl keringenek. Az *Icarus* arról nevezetes, hogy legnagyobb az excentricitása: $e=0,83$, és így a Napot 0,18 CSE-re, vagyis alig 27 millió km-re közelíti meg! Nagy feltűnést keltett az 1898-ban felfedezett *Eros*, amikor kiderült, hogy a Földet 22 millió km-re megközelíti: laikusok már egy összeütközéstől tartottak. Pedig azóta kiderült, hogy több kisbolygó még jobban megközelíti Földünket, pl. *Amor*, *Apollo*, *Adonis*, sőt az 1937-ben felfedezett *Hermes* alig 800 000 km távolságban száguldott el a Föld mellett (kb. kétszeres holdtávolságnyra!). Az 1974 AA kisbolygó pályájának fél nagytengelye mindössze 0,9665 CSE, vagyis 346 nap alatt megkerüli a Napot. Ezzel szemben a ma ismert kisbolygók közül a *Chiron* (1977 UB) pályájának van a legnagyobb fél nagytengelye: 13,7 CSE, tehát a pálya legnagyobbrészt a Szaturnusz és az Uránusz pályája között helyezkedik el. A *Chiron* névleges keringésideje 50,68 év, de ez a szomszédos óriásbolygók perturbációi hatására 47 és 51 év között váltakozik. A Napot legjobban az 1983 TB kisbolygó közelíti meg: perihéliuma mindössze 20,7 millió km, vagyis kb. háromszor közelebb van, mint a Merkúr átlagos távolsága.

A kisbolygók pályaelemeinek statisztikai vizsgálata arra utal, hogy e kis égitestek mozgását a nagy tömegű Jupiter adott esetben feltűnő módon befolyásolja. Így pl. a Jupiter-pálya perihéliumhossza táján háromszor annyi kisbolygó csoportosul, mint az átellenes aphéliumhossz körül.

Még feltűnőbb a kisbolygók keringésidejének, vagy az azzal egyenértékű fél nagytengelyének eloszlása. Ha ui. a kisbolygók keringésidejét hisztogram alakjában vizsgáljuk, a hisztogramon ún. *réseket* találunk, vagyis bizonyos keringésidejű kisbolygókat nem ismerünk. Ezek a „nem létező” keringésidők mind kommenzurábilisek a Jupiter 11,86 éves keringésidejével, vagyis annak kis egész számokkal kifejezhető

törtrészeivel egyenlők. Ezeket a kommenzurabilitási réseket olyan kisbolygókról nevezték el, amelyeknek keringésideje közel esik a kritikushoz. Legfeltűnőbb a *Hekuba-rés*, amely 1:2 Jupiter-keringésidőnél helyezkedik el, és a *Hestia-rés*, amely 1:3-nál található, de további kommenzurabilitási rések vannak pl. 2:5-nél és 3:7-nél. Feltételezik, hogy ezeket a réseket a Jupiter perturbációi okozzák, de ezt eddig még nem bizonyították kielégítő módon. Elméletileg azt sem tudjuk megmagyarázni, hogy a résekkel ellentétben pl. a 2:3 kommenzurabilitásnál miért halmozódnak a kisbolygók. Itt találjuk ui. a *Hilda* kisbolygóról elnevezett 20 tagú csoportot, amely a trójai csoporthoz hasonlóan külön „szigetet” képez a hisztogramon.

Külön említést érdemelnek azok a kisbolygók, amelyeknek keringésideje és pályájának fél nagytengelye kb. megegyezik a Jupiterével. Ezek az objektumok a Jupiter-pálya L_4 és L_5 librációs pontjában keringenek (lásd háromtest-probléma!). A kisbolygók e csoportját *trójainak* nevezik, mert mind a 15 tagját a trójai háború hőseiről nevezték el. Az L_4 pontnál található *Achilles*, *Hektor*, *Nestor*, *Agamemnon*, *Odysseus*, *Ajax*, *Menelaus*, *Diomedes* és *Telamon*, míg az L_5 pont környékén kering *Patroclus*, *Priamus*, *Aeneas*, *Anchises*, *Troilus* és *Antilochus*. Nem tudjuk, hogy a *trójai kisbolygók* egykori Jupiter-holdaknak tekintendők-e, vagy pedig befogott kisbolygóknak. Az is lehetséges, hogy már eredetileg a librációs pontokban keletkeztek.

Pályájuk szerint meg szokták különböztetni az *Apollo* kisbolygóról elnevezett csoportot is; ezek periodikusan keresztezik a földpályát, és így igen közel kerülhetnek a Földhöz. Eddig 56 *Apollo* kisbolygót ismerünk. Az *Amor-csoport* tagjai keresztezik a Mars pályáját, és így gyakran a Föld-pálya közelébe is juthatnak. Így pl. az 1983 LB kisbolygó, amely az *Amor-csoport*hoz tartozik, 50 millió km-re közelítette meg a Földet.

3.1.3.2. A kisbolygók fizikai sajátosságai

A kisbolygók a napfényt verik vissza, de általában halvány objektumok. Egyedül a *Vesta* látható időnként szabad szemmel. A legtöbb kisbolygó halványabb 13 magnitúdónál, de közülük néhánynak a fényessége eléri a 9 magnitúdót. Néhány kisbolygónak a fénye változó, ami arra utal, hogy szabálytalan alakú rotáló testekről van szó. A *Vesta* rotációs periódusa $10^h 40^m 59^s$, az *Eros*é alig fele annyi: $5^h 16^m 13^s$.

A kisbolygók száma ismeretlen. W. BAUDE statisztikai becslése szerint több mint 40 000 olyan kisbolygó létezik, amelynek a fényessége oppozícióban eléri a 19 magnitúdót. Mások a kisbolygók számát 50 000...100 000-re becsülik. Csak a négy legnagyobb kisbolygó átmérőjét tudjuk mikrométeres mérésekkel meghatározni, a többi képe a távcsőben pontszerű. Így tudjuk, hogy a *Ceres* átmérője 768 km, a *Pallas*é 492 km, a *Juno*é 204 km és a *Vesta*é 392 km. A többi kisbolygónál egy átlagos albedó feltételezése mellett a látszólagos fényességéből és távolságból lehet megbecsülni az átmérőt, de ezek az értékek néha igen bizonytalanok. A legtöbb becsült átmérő 20 km és 40 km közé esik, és feltételezhető, hogy ma már annyira átvizsgálják a kisbolygó-övezetet, hogy nemigen létezik felfedezetlen, 100 km-nél nagyobb átmérőjű kisbolygó. Statisztikai tény viszont, hogy 1930 óta a kisbolygó övezeten belül egyetlen kisbolygót sem fedeztek fel, amelynek becsült átmérője meghaladta volna a 40 km-t.

Néhány különleges esetben a perturbációszámítás módszereivel sikerült egy-egy kisbolygó tömegét meghatározni. Így pl. a *Vesta* tömege $2,4 \cdot 10^{20}$ kg, a *Ceres*é $1,18 \cdot 10^{21}$ kg. A kapott sűrűségértékek 2 g/cm^3 és 5 g/cm^3 közötti értékek. Az összes kisbolygó tömegének ismerete kozmogóniai és égi mechanikai szempontból lényeges

adat, azonban azt nem ismerjük. Perturbációs megfontolások alapján bizonyosnak tűnik, hogy az össztömeg nem több 0,5 Föld-tömegnél, de becslések szerint annál jóval kevesebb. Az ismert kisbolygók tömegét a szakértők maximálisan 1/1000 Föld-tömegre becsülik. Hangsúlyozzuk azonban, hogy itt csupán becslésekről van szó.

3.1.3.3. A kisbolygók kémiai összetétele, eredete

Színképi vizsgálatok alapján a kisbolygók felszíni tulajdonságaik szerint két csoportba sorolhatók. Az egyik csoport tagjainak albedója kicsi, kevés színképi részletet mutatnak, összetételük hasonlít a szenes kondritokéhoz (lásd meteorok!). Ezeket a kisbolygókat főleg az övezet külső részein találjuk. Ilyen típusú pl. a *Ceres* és a *Pallas*.

A másik csoporthoz tartozó kisbolygóknak nagy albedója van, színük vöröses, és összetételük leginkább a kő-vas-meteorokéhoz hasonló, vagyis főleg szilikátokból állnak. Ezek az övezet belső részein találhatók. Ehhez a csoporthoz tartoznak azok a kisbolygók, amelyek erősen megközelítik a Földet, pl. *Icarus*, *Eros*, *Geographos*. A kisbolygók és meteorok közötti hasonlóság sugallja azt a feltevést, hogy a meteorok egy részét kisbolygók törmelékének lehet tekinteni.

Különlegesnek lehet tekinteni a *Vesta* kisbolygót. Színképi vizsgálatokból ui. arra lehet következtetni, hogy felszíne bazaltos jellegű, vagyis ez a kisbolygó valamikor legalább részben megolvadt, a nagybolygókhoz hasonlóan.

A kisbolygók eredetét többféleképpen magyarázzák. A legrégebb elképzelés szerint a kisbolygók egy feltételezett óriásbolygó maradványai. Ennek az óriásbolygónak a pályája a Mars és a Jupiter között helyezkedett volna el, magát a bolygót *Phaeton*nak nevezték el. A feltételezés szerint a *Phaeton* a Jupitertől indukált árapálykeltő erők darabolták volna fel. Ez a folyamat azonban égi mechanikai szempontból eléggé valószínűtlen. Elfogadhatóbbnak tűnik az a feltevés, hogy a kisbolygó-övezetben valamikor nagyobb számú bolygó keringett, és ezek kölcsönös ütközésekkel összetörték egymást. Ezt az elképzelést az is alátámasztja, hogy ma már mintegy 20 kisbolygó-családot ismerünk, és ezek mindegyike hasonló tulajdonságú pályákon keringő objektumokból áll, így egy-egy kisbolygó-családot valóban lehetne egy-egy bolygóból származtatni. Az ismert kisbolygók 30%-a valamilyen családdhoz tartozik.

Ha a kisbolygók már eredetileg ilyen kisméretű égitestekként keletkeztek az ősi Naprendszerben, és mindmáig megmaradtak változatlan állapotban, akkor a kisbolygók kémiai összetétele a Naprendszer keletkezése idején uralkodott fizikai körülményekről is adna információkat.

3.1.4. Az üstökösök és meteorok

Mind az üstökösök, mind a meteorok csak „vendégei” égboltunknak, de látványos megjelenésük néha nagy feltűnést kelt. Alábbi ismertetésünk folyamán kiderül, hogy bár két teljesen különböző látványról, jelenségről van szó, együttes tárgyalásuk indokolt.

3.1.4.1. Az üstökös, mint jelenség

A fényes üstökösök (3.1.33. ábra, melléklet) váratlan megjelenése és a többi égitesttől eltérő furcsa látványa magyarázza az irántuk mindig is jelentkező nagy érdeklődést. Így érthető, hogy az üstökösöket már a legrégebbi időkben is megfigyelték, és ezek a megfigyelések jelentékenyen gazdagították az üstökösökre vonatkozó statisztikát. Az üstökösök megjelenését az emberek általában baljós jelnek tartották, amely háborúval, járványokkal stb. volt kapcsolatos. Még szakmai körökben is csak a 17. században tekintették bizonyítottnak, hogy az üstökösök önálló égitestek, és nem a földi légkörben lejátszódó fényjelenségek. Az üstökös kutatás eleinte főleg pályameghatározásokat jelentett, és csak a 19. században kezdték meg az üstökösök fizikai vizsgálatát. Jelentékeny előrelépés volt a 20. században az üstökösök spektroszkópiai vizsgálatának megkezdése. Mai vizsgálatoknál előtérbe került az üstökösök felépítésének, kémiai összetételének, a bennük lejátszódó fizikai-kémiai folyamatoknak a megismerése.

Bár a szabad szemmel is fényesnek tűnő üstökös meglehetősen ritka, a csillagvizsgálók évente 5-15 újabb üstökösöt fedeznek fel. Felfedezéskor (amikor a Naptól még távol van) az üstökös kissé elmosódott korongocskának látszik, amely a csillagokhoz képest mozog, és átmérője növekszik. Ennek az az oka, hogy a Naphoz közeledve az üstökös fagyott gázai kezdenek párologni, elillanni, és burköszerűen veszik körül a magot. Ezt az egyre növekvő átmérőjű burkot nevezik *kómának*. Napközelben minden üstökösnek van kómája. A legtöbb esetben napközelben a kóma megnyúlik, belőle kiáramló anyagok a jellegzetes csóvát hozzák létre. Ez a csóva általában a Nappal ellentétes irányba nyúlik, függetlenül az üstökös mozgásirányától. A csóva hossza és fényessége nagyon különböző lehet. Volt már olyan üstökös, amelynek csóvája végighúzódtott az egész égbolton, és olyan fényes volt, hogy még nappal is látni lehetett. Némelyik csóva nyílegyenes, másik viszont jelentékenyen meggörbül. Maga az üstökösjelenség időben változik: a magban erupciószerű jelenségek figyelhetők meg, a kómában csomósodások keletkeznek, ezek a csóvában is tovaterjednek, maga a csóva folytonosan változtatja méretét és fényességét, míg végül az egész jelenség egyre halványabbá válik, és ismét eltűnik a Naprendszer mélységeiben.

3.1.4.2. Az üstökösök pályái

Az üstökösök az égi mechanika törvényei szerint kúpszeleteken keringenek a Nap körül. Jellemző az üstököspályákra a nagy excentricitás, ellentétben a bolygók és kisbolygók pályáival. Statisztikai vizsgálatok azt mutatták, hogy 614 üstököspálya közül 40% volt elliptikus, 49% parabolikus és 11% hiperbolikus. Ez azt jelentené, hogy az üstökösöknek csupán 40%-a tartozna Naprendszerünkhöz. Azonban azt is figyelembe kell venni, hogy ezeket a pályákat az óriásbolygók perturbálták, mialatt az üstökösök közeledtek a perihéliumhoz. Ezért E. STRÖMGREN 21 üstökösnél a perturbációk figyelembevételével kiszámította az eredeti pályák excentricitását, és így bebizonyította, hogy ezek közül 20 üstökösnél egy ellipszispálya alakult hiperbolikuská. Így tehát azt mondhatjuk, hogy az üstökösök általában a Naprendszerhez tartoznak, de az elszenvedett perturbációk hatására egy részük elhagyhatja a Naprendszert. A perturbációk mértékéről képet kaphatunk a *Brookes—2 üstökös* kapcsán: keringésideje 1896-ban a Jupiter mellett elhaladva a korábbi 29,2 évről 7,07 évre változott!

Hosszú periódusúnak nevezzük az üstökösöt, ha keringésideje meghaladja a 200 évet. Keringésük folyamán az idő legnagyobb részében a bolygók pályáin kívül

(távolabb) tartózkodnak. Némelyik pálya aphéliuma több tízezer csillagászati egységre van a Naptól (több tized fényévyire). Bár a hosszú periódusú üstökös-pályák szabálytalan eloszlást mutatnak, akadnak köztük is üstökös-családok, amelyeknek pályaelemei igen hasonlóak. Ezek valószínűleg egy nagyobb üstökös feldarabolásából keletkeztek.

A rövid periódusú üstökösök keringésideje kevesebb 200 évnél, és ezek idejük nagy részét a bolygók közti térségben töltik. Így viszont tartósan ki vannak téve a bolygók perturbációinak, ami pályáik alakulásán is meglátszik. Így pl. a rövid periódusú üstökösök pályasíkja annál jobban közelít az ekliptikához, minél rövidebb az üstökös keringésideje. Ha az összes rövid periódusú üstökös pályasíkjának közepes hajlásszögét tekintjük, az 18°-nak adódik; ha azonban csak a 10 évnél rövidebb keringés-idejűeket vesszük, akkor a közepes hajlásszög csak 12°.

Másik jellegzetessége a rövid periódusú üstökös-pályáknak, hogy aphéliumaik, egy-egy bolygópályánál halmozódnak. Ez a halmozódás legfeltűnőbb az 5 CSE táján, vagyis a Jupiter-család üstököseinél, de bizonyos halmozódás mutatkozik a többi nagybolygónál is. Abból, hogy a Plútó távolságán túl is van ilyen aphéliumhalmozódás, többen arra következtetnek, hogy ott is kell lennie egy eddig ismeretlen bolygónak.

J. H. OORT és B. LINDBLAD feltételezése szerint a Napot egy óriási méretű üstökös-felhő veszi körül. Ennek a felhőnek a mérete a becslés szerint fényév nagyságrendű, és a hozzá tartozó üstökösök száma $10^7 \dots 10^{10}$ között lehet. Ezeknek az üstökösöknek csak elenyésző törtésze közeledik annyira a Naphoz, hogy a Földről megfigyelhető legyen. A nagy féltengelyű pályákon keringő üstökösök közül ui. csak azokat észlelhetjük, amelyeknek egyúttal nagy az excentricitásuk is, és így kerülnek megfelelő napközbe. Ez azonban csak igen kevés üstökösnél teljesül, így többnyire a rövid periódusú, tehát gyakran visszatérő üstökösöket észleljük. A legrövidebb periódusú (3,3 év) üstökös az *Encke*, amelyet eddig csaknem 60-szor észleltek. A kb. 76 éves periódusú *Halley-féle üstökös*t eddig 30 alkalommal észlelték (3.1.34. ábra, melléklet) Ha figyelembe vesszük, hogy ezt az üstökösöt a feljegyzések szerint már i. e. 466-ban észlelték, mondhatjuk, hogy ennek az üstökösnek van a leghosszabb ismert előtörténete. Összegezve az írásos feljegyzéseket, a történelem előtti időktől máig összesen kb. 1600 üstökösöt figyeltek meg a Földön, de ebből csak valamivel több, mint 600 üstökös pályáját határozták meg.

Az üstökösöket rendszerint felfedezőjükről nevezik el, pl. *Baade-üstökös*. Régebben az volt a szokás, hogy az első pályaszámítóról nevezték el az újonnan felfedezett üstökösöt, pl. *Halley-üstökös*, *Encke-üstökös*. A hivatalos nyilvántartásban az újonnan felfedezett üstökös egy ideiglenes jelzést kap, amely a felfedezés évéből és a latin abc soron következő kisbetűjéből áll, pl. 1949 a, b, c stb. A végleges katalogizáláskor, amennyiben pályaszámítás is történt, a végleges jelölés a perihéliumátmenet évszámából és római számból áll, amely azt mutatja, hogy az adott évben az üstökös hányadik perihéliumátmenetéről van szó, pl. a *Halley-üstökös* = Comet 1909 c = 1910 II.

3.1.4.3. Az üstökösök fizikai-kémiai jellegzetességei

Amikor az üstökös még nagy távolságra van a Naptól, egyetlen szilárd testet képez, amelyet *mag*nak nevezünk. Ilyenkor a mag, amely csak a Nap fényét reflektálja, még oly halvány, hogy a Földről nézve rendszerint nem látható. A mag elsősorban kisebb-nagyobb kódarabokból és porszemcsékből áll, ily módon a komponensek karakterisztikus mérete a mikrométertől a méterig terjed. Ezeket a porszemcséket és kóda-

bokat különböző megfagyott gázok „ragasztják” össze egyetlen testté. A magba fagyott gázok közül szinképi úton pl. a következőket lehetett kimutatni: NH_3 , CH_4 , CO , CO_2 , C_2N_2 , ezenkívül közönséges vízjég is alkotórésze a magnak. A Naphoz közeledve ezek a gázok párologni kezdenek, és belőlük képződik a *kóma* és az *üstökös csóvája*.

A mag tömegét eddig egyetlen esetben sem tudtuk megmérni. maximális értékét olyan esetekben lehetett megbecsülni, amikor az *üstökös* kisebb égitest, pl. egy Jupiter-hold mellett haladt el, és annak mozgásában semmiféle kimutatható perturbációt nem okozott. Innen tudjuk, hogy az *üstökös* mag tömege igen kicsi, becslések szerint 10^{13} ... 10^{17} kg között van. Kedvező esetekben a mag átmérőjét mikrométeres mérésekkel meg lehetett mérni, innen tudjuk, hogy a magok mérete általában 1...100 km között váltakozik.

A napsugárzás hatására elpárolgó gázokat a kis tömegű mag gravitációs vonzása nem tudja megtartani, így azok folyamatosan kiáramlanak az interplanetáris térbe, de egy részük a magot légkör formájában körülveszi: ez a *kóma*. A napsugárzás hatására a kómát alkotó gázmolekulák egyszerűbbekké vagy atomokká disszociálnak, eközben gerjesztődnek is. Így a kóma szinképében intenzív emissziós vonalak jelennek meg, pl. C_2 , C_3 , CN , CH , CH_2 , NH , NH_2 , NH_3 , CO , CO_2 , OH stb. Némely *üstökös* kómájában nemcsak a gázok gerjesztett fényét lehet észlelni, de a gázok párolgása közben a magból kiszabadult szilárd részecskék reflexiós fényét is. Bizonyos tehát, hogy a kómának van porkomponense.

A kóma mérete függ az adott *üstökös* gáztartalékaitól és a Naptól való távolságától. Átlagosan a kóma 10^5 ... 10^6 km méretű, de a hidrogénkomponense akár 10-szer akkora is lehet. A kóma hidrogénburka egyébként nem mindig mutatható ki, és rendszerint láthatólag lapult a Nap sugárnyomásától.

A fényesebb *üstökös* magja másodpercenként 10...100 tonna anyagot veszíthet. A semleges gázok általában (ha az *üstökös* nem rotál) radiálisan hagyják el a magot. Ha azonban a gáz pl. a szoláris ultraibolya sugárzás következtében ionizálódik, akkor a szoláris szél és az interplanetáris mágneses tér szabja meg a gázrészecskék pályáját. Így érthető, hogy némely kómában görbült és egyéb struktúrákat lehetett megfigyelni. Feltételezik azt is, hogy a kóma gázai között különböző kémiai reakciók is lejátszódnak, azonban ezeket nem ismerjük. A kóma egyébként a mag anyagának csak kicsiny törtörését tartalmazza, és sűrűsége is roppant kicsi: 10^4 ... 10^6 részecske/cm³.

Távrolról sem minden *üstökös*nek van csóvája. A *csóva* csak olyan *üstökösnél* jön létre, amelynek elég nagy kómája fejlődött ki, és a csóvaképződés általában csak akkor kezdődik, amikor az *üstökös* a Napot már 1,5...2 CSE-nyire megközelítette. Ekkor dobódik ki a kómából elegendő anyag, hogy saját fényével is látható csóva formájában adja meg az *üstökös* „jellegzetes” formáját. A csóva anyagára a Nap gravitációs vonzása mellett a sokkal nagyobb repulzív erők is hatnak. Ezek közül kisebb a napfény sugárnyomása, jelentékenyebb komponensüket a Nap korpuszkuláris sugárzása, a napszél biztosítja (a napszél létezését éppen a csóvára gyakorolt hatásából ismerték fel!).

A csóván belül megkülönböztetjük az *ioncsóvát* és a *porcsóvát*. Az *ioncsóva* ionizált részecskéit a Naptól áramló napszél ragadja magával nagy sebességgel, így rendszerint nem görbült, és a Nappal ellentétes irányba mutat. Az *ioncsóva* szinképében néhány ion vonalait sikerült azonosítani, ilyenek: CO^+ , CO_2^+ , N_2^+ , CH^+ , H_2O^+ , OH^+ . A vonalak kimutatása a csekély koncentráció miatt igen nehéz.

Tekintve, hogy a csóvára ható repulzív erők a gravitációs vonzóerő 20...100-szorosát teszik ki, a csóvában nagy sebességű áramlások figyelhetők meg: 10...100 km/s, sőt egyes csóvárészeknél 1000 km/s sebességet is mértek már. A csóva hosszát az

határozza meg, hogy a világító molekulák milyen távolságot tudnak megtenni szétbomlásukig. A fényesebb üstökösöknél a csóva maximális hossza 1...10 millió km, de pl. az 1843 I jelzésű üstökös csóvája 250 millió km hosszú volt. A csóvák szélessége néha eléri az 1 millió km-t. Természetszerűleg az ionsóva sűrűsége még a kómánál is kisebb.

A kómából a csóvába áramló gázok szilárd porrészecskéket is magukkal ragadhatnak, és ezek a napfényt reflektálva láthatóvá válnak. Az így kialakuló *porcsóva* rendszerint rövidebb, mint az ionsóva, és nem mutat annyi részletet sem, ugyanakkor gyakran elgörbül. Alakját elsősorban a sugárnyomás határozza meg. Néha a porcsóva elválik az ionsóvától.

Igen ritkán ugyan, de előfordul, hogy az üstökösnek van egy rövidebb, a Nap felé mutató *ellencsóvája* is (3.1.35. ábra, melléklet). Ez létrejöhet olyan nagyobb porszemekből, amelyeknél a sugárnyomás már kisebb a gravitációs vonzóerőnél. Gyakran azonban az ellencsóva az üstökös pályasíkjában levő portömegeken bekövetkező szóródással kapcsolatos látszólagos jelenség.

3.1.4.4. Az üstökösök keletkezése és felbomlása

Mai felfogásunk szerint az üstökösök a bolygókkal egy időben, a Naprendszer távoli, külső részeiben keletkeztek. Pályáik eloszlása nem az eredeti, mert azt az óriásbolygók és a közeli állócsillagok perturbációi alakították az évmilliók folyamán. Az ilyen perturbációk által a Naprendszer belső vidékeire vetett üstökösök gyakorlatilag ugyanabban az eredeti állapotban vannak, ahogy mintegy 4,5 milliárd évvel ezelőtt keletkeztek. Vizsgálatuk tehát arról a gáz- és anyagfelhőről adhat információt, amelyből a bolygók is keletkeztek.

A már egyszer napközbe került üstökös várható élettartama legfeljebb millió években mérhető. A rövid periódusú üstökösöknél a gázkészletek kimerülése sokkal hamarabb is bekövetkezhet, mivel sokat vannak a Nap közelében. Ez egyrészt azzal jár, hogy az üstökös egyre halványabbá válik, másrészt a fellépő különböző erők hatására az üstökös magja is előbb-utóbb feldarabolódik. A széttoredezett üstökösből *meteoráram* keletkezik. Ezt a folyamatot néha meg is lehet figyelni. Így pl. 1846-ban a *Biela-üstökös* éppen a Föld melletti elvonulása során tört két darabra. A következő visszatérésnél, 1852-ben a mag két darabja már több millió km távolságra volt egymástól. A későbbi esedékes visszatéréseknél ezt az üstököst már senki sem tudta megfigyelni, viszont megjelent egy új meteoráram (lásd meteorok!), az *Andromedidák*, amelynek pályaelemei a *Biela-üstökös*ével egyeztek meg. Feljegyzések szerint az 1882 II üstökös, amely csaknem 460 000 km-re közelítette meg a Napot, 5 darabra hasadt szét. Ezek közül 2 már a perihélium után önálló csóvát fejlesztett. Megfigyelések szerint, ha egy üstökös magja kezd feldarabolódni, az nagyon rövid idő alatt annak teljes felbomlásához vezet.

3.1.4.5. A meteor, mint „hullócsillag”

Meteornek vagy hullócsillagnak nevezzük azokat a jelenségeket, amelyek akkor játszódnak le, amikor egy extraterresztrikus test kozmikus sebességgel behatol a Föld légkörébe. De meteornek nevezzük azokat az interplanetáris térben keringő, kisebb tömegű testeket, porszemeket is, amelyek közül a meteorjelenséget előidézők kikerülnek. A *meteorjelenség* abban áll, hogy az égbolt valamely részén hirtelen feltűnik egy

fényes pont, amely a másodperc törtrésze vagy 1-2 másodperc alatt egy rövidebb-hosszabb ívet fut be az égen, hogy azután ugyanolyan hirtelenül ismét eltűnjön (3.1.36. ábra, melléklet).

A -4 magnitúdónál fényesebb meteort *tűzgömb*nek vagy *bolidának* nevezzük. A bolidák feltűnése ritka esemény, amelynek folyamán egész sor részfolyamat figyelhető meg: robbanások, a meteor széthullása több darabra, fényesség- és sebesség-változások, mennydörgésszerű hangok, füstcsóva stb. A meteorok földre hullott darabjait *meteoritok*nak nevezzük.

A meteorok többsége $0,1...10$ mm méretű, de ennél kisebbek és lényegesen nagyobbak is szép számmal előfordulnak. Az 1 mm méretű meteor már igen fényes jelenséget idéz elő a légkörbe való behatolásakor. Kb. 10 cm átmérőjű meteor telihold fényességű *bolidajelenség*ként látható. Amikor a meteor nagy sebességgel behatol a felsőlégkörbe, a levegő molekuláival való ütközések hatására atomok szabadulnak fel a meteortestből, és ezek leadják kinetikus energiájukat a környező levegőmolekuláknak. Az energiának kb. 1%-a gerjesztési és ionizációs energiává, a többi azonban hővé alakul. A gerjesztés hatására fényjelenség lép fel, és a létrejött ionok csak bizonyos idő múlva rekombinálnak. A meteor pályája mentén így kialakuló ioncsóva visszaveri az elektromágneses hullámokat, ezért a meteorjelenség pl. radarral is vizsgálható, az időjárástól vagy napszaktól függetlenül.

A Föld felé zuhanva a meteor kb. 130...90 km magasságban felizzik, és ekkor a kisebb meteorok teljesen el is párolognak. Nagyobb tömegű meteorok csak részben párolognak el, miközben egyre mélyebben hatolnak be a légkörbe, és sebességük is egyre csökken. Kb. 20...40 km magasságban már annyira lelassulnak, hogy izzásuk az ún. *fékeződési pont*ban meg is szűnik. Ettől kezdve a meteor maradványa kb. állandó közegellenállással zuhan a Föld felé, ahol a tömegétől függő kisebb-nagyobb sebességgel csapódik be.

A földi légkörbe naponta behatoló meteorok számát sokan 10^8 -nál nagyobbra becsülik. A meteoritok révén naponta kb. $10^3...10^4$ tonna anyag hullik a Föld felszínére, ami egyenletesen elosztva km^2 -ként évi 1...2 kg-nyi anyagot jelent.

3.1.4.6. Szporadikus meteorok és meteorrajok

Egy átlagos éjszakán a földi megfigyelő óránként néhány (5, ..., 15) meteort észlelhet. Ezek fényessége, mozgásiránya, száma véletlenszerűen alakul, ezért ezeket *szporadikus meteorok*nak nevezzük. Statisztikai vizsgálatok szerint a szporadikus meteorok száma legnagyobb a hajnali órákban, és a hajnali maximumok az év folyamán szeptember vége felé a legnagyobbak. Ezek a periodikus változások egyrészt a Föld mozgásával, másrészt a szporadikus meteorpályák térbeli eloszlásával magyarázható.

A szporadikus meteorokon kívül megfigyelhetők olyanok is, amelyek az év meghatározott napjain, vagy néhány éves időközönként jelennek meg. Ezek meteorrajoktól származnak, amelyek közös pályán keringenek a Nap körül. Ha egy meteorraj pályája a Föld-pályát metszi, akkor minden alkalommal, amikor a Föld keresztül halad a pályák metszéspontján, a meteorok csoportosan hatolnak be a légkörbe, intenzív „csillaghullást” okozva. Ez tehát az év meghatározott napjain következhet be, de csak akkor, ha a meteorraj tagjai nagyjából egyenletesen oszlanak meg a teljes pálya mentén. Ilyenkor beszélünk *permanens meteorraj*ról. Van azonban olyan meteorraj is, amelynek tagjai felhőszerűen keringenek, csoportba verődve a pálya mentén. Ebben az esetben nem minden évben észleljük a meteorrajt, hanem nagyobb időközönként; az ilyen rajokat nevezzük *periodikus*nak. Mindkét esetben a légkörbe lépő meteorok szinte párhuzamos (térbeli) pályákon mozognak. Ezt a földi megfigyelő

olyannak látja, mintha az összes meteor az égbolt egy meghatározott kis területéről indult volna ki: ezt a pontot nevezzük *radiáns*nak. A meteorrajokat arról a csillagképről szokták elnevezni, amelyben a radiánspontjuk van, így pl. a *Perseus* csillagképben elhelyezkedő radiánsból kiinduló meteorokat *perseidáknak* nevezzük.

Némely meteorraj tagjainak pályaelemei szinte azonosak egy-egy üstökös pályaelemével. Ezt már a 19. században észrevették, és azzal magyarázták, hogy a raj meteorjai bizonyára egy még létező vagy esetleg már teljesen felbomlott üstökös törmelékdarabjai. Erre az első bizonyítékot a *Biela-üstökös* feldarabolódása szolgáltatotta. Az 1845-ben megfigyelt kettéválás után a következő visszatérésnél, 1852-ben még megfigyelték az üstököst, de azután soha többé, pedig 6,6 éves periódusának ismeretében igyekeztek később is megtalálni. Az üstökös helyett viszont 1872-ben felfigyeltek az üstökössel azonos pályán megjelenő *Andromedida meteorrajra*, amely november 27-én több órán keresztül óránként több, mint ezer (!) hullócsillagot produkált. Ennek a rajnak az aktivitása 1892-ben már óránkénti 300-ra csökkent, 1899 novemberében óránként már csak kb. 100 *Andromedida hullócsillagot* észleltek, és ma már ez a meteorraj csak igen kis intenzitással jelentkezik.

A *Biela-üstökös* esete nem egyedülálló, több hasonlót figyeltek meg. Ma már tudjuk, hogy egy üstökös eredetű meteorraj sorsa azon múlik, hogy milyen perturbációkat kell elszenvednie. A nagybolygók perturbációja előbb-utóbb a pálya egyre nagyobb hosszában „szórja szét” a raj tagjait, és így a periodikus raj fokozatosan átalakul egy (kevésbé intenzív) permanens rajjá. A későbbi perturbációk hatására aztán a raj tagjainak pályái elkezdenek divergálni, a raj egyre inkább „szétszóródik”, miközben a Földdel való ismételt találkozások is rendszeresen csökkentik a rajhoz tartozó meteorok számát.

Néhány meteorraj fontosabb adatait a 3.12. táblázat tartalmazza.

3.12. táblázat. Néhány meteorraj fontosabb adatai

A raj neve	Maximum időpontja	Darabszám (óránként)	Forrás (üstökös)
Quadrantidák	Jan. 3.	30	?
Lyridák	Ápr. 21.	5	1861 I
η Aquaridák	Máj. 4.	5	Halley
δ Aquaridák	Júl. 28.	10	?
Perseidák	Aug. 12.	40	1862 III
Orionidák	Okt. 22.	13	Halley
Leonidák	Nov. 17.	6 (változó)	1866 I
Andromedidák	Nov. 23.	1	Biela
Geminidák	Dec. 14.	55	?
Ursidák	Dec. 22.	15	?

3.1.4.7. A meteoritok

Mint már az előzőekből következik, a meteorit fogalmán értjük a Föld légkörébe behatoló, ott részben elpárolgó, részben földre hulló, főleg ásványi anyagokat tartalmazó, szilárd halmazállapotú testet. Korábban sokat vitatott kérdés volt, hogy a meteoritok a Naprendszerből származnak-e? Mihelyt a pályameghatározási módszerek kellően kifejlődtek, tisztázódott, hogy a zárt pályán keringő rajok esetében a válasz

egyértelmű, csupán a sporadikus meteorok eredete lehet kétséges. A pontatlan mérések nyomán még századunk első felében is az volt a vélemény, hogy igen sok meteor nem tartozik Naprendszerünkhöz. Azonban modern mérési sorozatok bizonyítják, hogy a meteoroknak csak igen csekély törtrésze kering parabolikus vagy hiperbolikus pályán, vagyis a földre hullott meteoritok is a Naprendszer anyagáról adnak felvilágosítást.

A Földre hulló meteoritanyag legnagyobb része kisebb meteorokból származik, hiszen a nagyméretű meteorok viszonylag ritkák. Becsapódásukkor a nagyobb meteorok mélyedést, krátert okoznak. A meteorkráterek mélysége legtöbbször kisebb 1 m-nél, bár szép számmal ismerünk igen nagyokat is. Így pl. az arizonai Canion Diable kráter átmérője 1260 m, és (mai) mélysége 175 m. Ez a becsapódási kráter valószínűleg a történelem előtti időkben keletkezett. Az ott becsapódott meteorit tömegét $2 \cdot 10^9$ kg-ra becsülik. A németországi Nördlinger Ries sem egyéb, mint egy kb. 20 km átmérőjű becsapódási kráter, amely 14,5 millió évvel ezelőtt keletkezett. A becsapódás következtében a kőzetek még 4-5 km mélységben is megsérültek, megrepedtek. A szibériai tundrákon 1908. június 30-án észlelt jelenséget sokan meteorit becsapódásának tartják, bár ezt a kiküldött expedíciók mind a mai napig nem tudták egyértelműen tisztázni. Gyakran a meteorit már a légkörben felrobban, és ekkor repeszdarabjai egy kisebb-nagyobb területen szóródnak széjjel. Legtöbbször olyan meteoritokat találnak a földön, amelynek becsapódását nem észlelte senki. Az ilyen meteoritletek közül eddig legnagyobb a namíbiai Grootfonteinben talált, kb. 60 000 kg-os vasmeteorit.

A meteoritok külső felületén rendszerint egy sötét, olvadt, kéregszerű réteget lehet találni, emellett a felület általában gödrös, barázdált, ami a légkörben történt felhevülés következménye. Kémiai összetételük szerint a meteoritokat csoportokba lehet osztani. A vasmeteorok átlagosan 91% vasat, 8% nikkelt és 0,6% kobaltot tartalmaznak, a többi elem gyakorisága jelentéktelen. A vasmeteoritok nagyobb részét az oktaedrites szerkezet jellemzi, ennek lemez-hálózatát nevezik *Wildmannstünnen-féle ábrának*. Ezek az ábrák a vasmeteoritok különleges kristályszerkezetének következményei, amelyek földi fémötvözeteknél nem lépnek fel, tehát az ábrák vasmeteoritok azonosítására szolgálhatnak.

A kőmeteoritok átlagosan 42% oxigént, 20,6% szilíciumot, 15,8% magnéziumot és 15,6% vasat tartalmaznak, így a többi elem gyakorisága együttesen is 2% alatt marad. A kőmeteoritok nagyon hasonlítanak a földkéreg kőzeteihez. A kő—vas-meteoritok átmenetet képeznek a két fajta között, és az egyik fajtából képződött kisebb darabok vannak a másik fajtába beleágyzódva. Vannak olyan kőmeteoritok, amelyek kicsiny, 0,01...3 mm átmérőjű gömböcskéket zárnak magukba (kondrákat), ezeket nevezzük *kondritoknak*, szemben az *akondritokkal*, amelyekben ilyen zárványok nincsenek.

Külön csoportot alkotnak a *tektitek* (üvegmeteoritok), amelyek sötét, üvegszerű anyagból állnak. Ezeknek extraterresztrikus eredete vitatott, mert sem földi, sem naprendszerbeli elemtársulásokban nem lehet hasonló kémiai összetételt találni. Leőhelyük sem az egész földfelszín, mint a többi meteorit esetében, hanem kisebb-nagyobb területekre korlátozódik, pl. Csehszlovákia, Ausztrália stb. Ennek ellenére eddig több, mint félmillió tektitet gyűjtöttek össze. Keletkezésüket sokan meteoritok becsapódásával hozzák kapcsolatba. Ezek feltételezik, hogy a meteorit becsapódásakor keletkező nagy hő hatására a kráter falának anyaga megolvad, és szétrobbanva, nagy sebességgel felrepül a légkörön túlra, és onnan mint tektit hullik vissza.

A meteoritletek alapján a vasmeteoritok gyakorisága 66%, a kőmeteoritoké 26,5%, és 7,5% jut a közbülső fajtákra. A leletek gyakorisága azonban hamis képzet ad a meteorhullás gyakoriságáról, mivel a kőmeteoritok az időjárás hatására sokkal

gyorsabban pusztulnak, mint a vasmeteoritok. A leletgyakoriságot az is befolyásolja, hogy a legtöbb meteoritot beszállító laikusok könnyebben ismerik fel a vasmeteoritokat, mint a kőmeteoritokat. Mindezek alapján feltételezhető, hogy a kőmeteoritok gyakorisága 93,5%, míg a vasmeteoritoké csak kb. 5%.

Egyes kutatók, főleg a Déli-sarkon, találtak olyan meteoritokat, amelyeknek kémiai összetétele és ásványtani jellegzetességei pontosan olyanok, mint egyes holdkőzetek. Éppen ezért szakkörökben elfogadják, hogy olyan meteoritokról van szó, amelyek a Holdról származnak. Számítások szerint egy holdbeli meteorbecsapódás alkalmával a felröppenő repeszdarabok sebessége könnyen meghaladhatja a holdbeli szökési sebességet (2,37 km/s). Így elvileg hullhatnak a Földre olyan meteoritok, amelyek korábban a Hold kérgéhez tartoztak.

A meteoritokon végzett kormeghatározások szerint a kőmeteoritok kora 4...5 milliárd év között van, míg a vasmeteoritok korára 6 milliárd év is adódott. Mindez összhangban van a naprendszerbeli eredettel.

3.1.5. A bolygóközi anyag

A szűkebb értelemben az interplanetáris, vagyis bolygóközi anyag fogalmán értjük a napkorona külső részeit, az állatövi fényt adó porrészecskéket, a meteorokat, és a bolygók légköréből a bolygóközi térbe diffundált gázt. Tágabb értelemben azonban még a kisbolygókat és üstököket is idesorolják. Az egyes komponensek elemeinek mérete és fajtája szabja meg azok mozgását és a velük kapcsolatos jelenségeket. Így a nem túl kis méretű részecskékre szinte kizárólag a Nap és a bolygók gravitációs erői hatnak. A bolygóközi anyag e részeinek mozgása szigorúan az égi mechanika törvényei szerint megy végbe (kisbolygók, meteorok, üstökösök).

Az interplanetáris por egy hatalmas, lapult porfelhő alakjában veszi körül a Napot. Ennek szimmetriásíkja nagyjából az ekliptikával esik egybe. A porfelhőt igen különböző átmérőjű részecskék alkotják, az átmérők a mm törtrészeitől a kisbolygók méretéig terjednek, bár a részek gyakorisága az átmérő növekedésével rohamosan csökken. A porfelhő elsősorban 0,1...0,001 mm átmérőjű részecskékből, tehát kimondottan porból áll. A porfelhőben a részecskesűrűség a Naptól mért távolsággal csökken, földközelpontban kb. 10^{-21} g/cm³-re becsülik. Becslések szerint a porfelhőnek a Föld-pályáig terjedő tömege mintegy 10^{-8} Föld-tömeget tehet ki.

A legkisebb porrészecskéken történő fényszóródás eredményezi az *állatövi* vagy *zodiakális fényt*. Ez egy olyan halvány, éjszakai fényjelenség, amely az ekliptika mentén, vagyis ott, ahol az állatövi csillagképek vannak, látható. Az állatövi fény legfényesebb a Nap környezetében, attól távolodva rohamosan csökken az intenzitása, és a fénylő sáv szélessége is, ezért a jelenség a földi megfigyelő számára a horizontot határoló fénylő-derengő háromszög formájában látszik. A jelenség fényessége olyan, mint a Tejút legfényesebb részei, ennek ellenére főleg egyenlítői vidékeken látszik jól az állatövi fény, mert nagyobb szélességeken az ekliptika kis szöget zár be a horizonttal, így az állatövi fény elvész a szürkület fényében.

Az állatövi fény egyre halványabban ugyan, de a teljes ekliptika mentén kimutatható, és a Nappal ellentétes pontban van egy viszonylagos fényességnövekedés, ezt nevezik az *állatövi ellenfénynek* (Gegenschein). Az ellenfény azonban kb. 20-szor halványabb, mint az állatövi fény maximális fényességű részei.

Ha a bolygóközi porfelhőből némi anyag behatol a földi légkörbe, akkor éjszakai világító felhőként lehet azt észrevenni. Ebben az esetben sem a porfelhő saját fényét,

hanem a porszemcsék által visszavert napfényt láthatjuk, általában 80...100 km magasságban, és ezért látható a jelenség jóval napnyugta után is még.

A bolygóközi porfelhő elemeit általában *meteornak* nevezzük, függetlenül attól, hogy okoznak-e meteor-fényjelenséget vagy sem. Közülük a nagyobbak mozgása, mint már említettük, az égi mechanika törvényei szerint megy végbe. Igen nagy számban vannak azonban olyan részecskék, amelyek a napszél révén kerültek távolabb a Naptól, és átmérőik 0,001 mm nagyságrendűek. Az ezekre ható sugárnyomás már nagyobb, mint a gravitációs vonzóerő. A valamivel nagyobb részecskékre viszont hat a *Poynting—Robertson-effektus*, amelynek hatására spirál alakú pályákon közelítenek a Naphoz, míg el nem párolognak. De a Naprendszer bolygói is, a keringésük folyamán, tekintélyes mennyiségű interplanetáris port fognak be. Így pl. becslések szerint naponta a Föld felszínére hullik 100...1000 tonna bolygóközi por. (Más becslések ennél nagyobb értéket is adnak!).

Az üstökösök és más égitestek darabolódása révén azonban viszonylag sok anyag válik a bolygóközi por részévé, így lehetséges, hogy a bolygóközi por tömege a vázolt folyamatok ellenére nem változik jelentősen.

Az űrkutatás modern eszközei lehetővé tették, hogy a bolygóközi port sokkal pontosabban detektáljuk, mint régebben, sőt, mikrometeorcsapdákkal össze is lehetett gyűjteni a port és földi laboratóriumokban meg lehetett vizsgálni. Ezekből a vizsgálatokból kiderült, hogy a szabálytalan alakú porszemcsék mellett előfordulnak gömb alakúak és pehelyszerűek is.

Az interplanetáris gázzal kapcsolatban csak az űrkutatás tudott részletesebb információkat szolgáltatni. Ez a gáz főleg ionizált hidrogénből, vagyis protonokból és elektronokból, valamint héliumból áll. Valójában nem nyugvó gázfelhőről van szó, hanem egy 400...500 km/s sebességgel történő, a Naptól távolodó áramlásról. A Föld-pálya távolságában 5-10, maximálisan 40 részecskét detektáltak cm^3 -ként, ami kb. 10^{-23} g/ cm^3 gázsűrűségnek felel meg. Ez a gázáramlás, amely még a Naprendszer legtávolabbi részeiben is kimutatható, a Nap koronájából indul ki. Az ottani igen magas hőmérséklet miatt a gázáram teljesen ionizált, vagyis egy plazmaáramlásról van szó, amelyet *napszél*-nek is szoktak nevezni. Ez a napszél játszik szerepet az üstökösök ioncsóvjának alakulásában (lásd üstökösök!), de a földi magnetoszféra külső részének szerkezetét is a napszél sebessége és sűrűsége befolyásolja.

A napszél azonban nem tekinthető egyenletes áramlásnak, abban gyakoriak a sűrűség-ingadozások, anyagcsomók. Ezek az anyagcsomók rendkívül nagy sebességeket is elérnek, így pl. megfigyeltek 1000 km/s sebességű csomókat is. Ugyanakkor az áramló gáz magával visz mágneses tereket is, és ezek fluxussűrűsége a Föld-pálya távolságában 10^{-8} ... 10^{-9} T rendű lehet. Így tehát az interplanetáris mágneses tér végeredményben a Naphól származik, és az azon végbemenő polaritás változások eredményeként szektorális szerkezete van. Az interplanetáris mágneses teret néhány űrszonda által kibocsátott mesterséges ionfelhő révén igen részletesen tudták tanulmányozni.

3.1.6. A Naprendszer keletkezése

Ma még senki sem tudja megmondani, hogy a Naprendszer hogyan keletkezett. Furcsa ellentmondás, hogy a távoli csillagok belső szerkezetét jobban ismerjük, mint a Földét, amelyen élünk. De a csillagok, az extragalaxisok keletkezéséről is többet tudunk, mint a Föld és a Naprendszer keletkezéséről. Ennek több oka van, és kétségtelenül az egyik legdöntőbb az, hogy míg a csillagok és galaxisok millióit vizsgálhatjuk, addig csupán egyetlen Naprendszert tanulmányozhatunk. Ez természete-

tesen nem azt jelenti, hogy csupán egyetlen bolygórendszer létezik, de tény, hogy noha a mai tudomány feltételezi számtalan bolygórendszer létezését, a mai csillagászat eszközeivel még egyetlen másik naprendszer létezését sem sikerült kétségtelenül kimutatni. A Naprendszer keletkezésének kérdése a csillagászat egyik legnehezebb problémája, amellyel kapcsolatban számos elképzelés látott napvilágot. Ezek az elképzelések mint kozmogóniai elméletek váltak ismertté, de meg kell jegyeznünk, hogy közülük egy sem tekinthető elméletnek, csupán a valóság elemeiből felépített tudományos elképzelésnek, vagyis hipotézisnek.

Minden kozmogóniai elméletnek abból a tényből kell kiindulnia, hogy a Föld kora 4,5-5 milliárd év, és a Nap kora sem kevesebb. A Holdról hozott kőzetminták is hasonló korról tanúskodnak, és a meteoritok vizsgálata is összhangban van azzal a felfogással, hogy a Naprendszer mintegy 5 milliárd évvel ezelőtt keletkezett. Így tehát a ma megfigyelhető tények és jelenségek ismeretében kell felderíteni egy több milliárd évvel ezelőtt lezajlott folyamatot. Azonban már az is nehézséget okoz, hogy szétválasszuk a lényeges és lényegtelen vagy esetleges tényeket, hiszen mi csak egyetlen egy Naprendszert ismerünk. Mai elképzeléseink szerint egy kozmogóniai elméletnek a következő, feltételezhetően fontos és jellemző tényeket kell megmagyaráznia:

— A bolygók a Nap körül kis excentricitású pályákon keringenek, és pályasíkjaik csaknem egybeesnek. A bolygók keringésiránya, a Nap és a bolygók rotációjának iránya, valamint a holdak keringésiránya (kevés kivételtől eltekintve) azonos.

— A Naprendszernek csaknem teljes tömege a Napban összpontosul, és a bolygókra csak az össztömegnek 0,13%-a jut. Ilyen tömegeloszlás ellenére a Naprendszer összes impulzusmomentumának csak 2%-a jut a Napra.

— A Naphoz közelebb keringő, ún. Föld-típusú bolygók kisebb tömegűek és nagyobb sűrűségűek, mint a távolabbi, Jupiter-típusúak.

— A bolygók Naptól mért távolságai olyan törvényszerűséget mutatnak, amely matematikai formulával (pl. a *Titius—Bode*-szabállyal) adható meg.

Mindezekben túlmenően a legutóbbi évek izotópvizsgálatai alapján szakértők arra a következtetésre jutottak, hogy a Nap és a bolygórendszer egyszerre, ugyanazon folyamat során keletkezett. Így pl. kiderült, hogy a Napban a deutérium/hidrogén arány kb. három nagyságrenddel kisebb, mint a bolygókban, ahol ez az arány ugyanakkora, mint az intersztelláris anyagban. Nem megalapozottak tehát az olyan kozmogóniai elképzelések, amelyek szerint a bolygók anyaga a fejlődés későbbi szakaszában a Napból szakadt volna ki. Nem is fogadhatók el az olyan katasztrófaelméletek, amelyek szerint vagy két csillag összeütközésekor, vagy két csillag egymás közelében való elhaladásakor az árapályerők hatására a csillagokból kiáramlott anyagból keletkezett volna a bolygórendszer. Ezekkel az elméletekkel nem lehet megmagyarázni az impulzusmomentum említett eloszlását sem. Az is lényeges szempont, hogy két csillag ilyen közeli találkozásának roppant kicsi a valószínűsége, ezért bolygórendszer keletkezése hasonlóan ritka jelenség volna Tejútrendszerünkben, ami nem egyeztethető össze más, a bolygórendszerekre vonatkozó elképzelésekkel.

A *kaptációs elméletek* szerint a Nap a bolygók anyagát az intersztelláris térből ragadta magával, vagyis figyelembe veszik, hogy a Naprendszer a Tejútrendszer része, és ott tekintélyes mennyiségű intersztelláris anyag található ma is. Ide sorolható O. JU. SCHMIDT elmélete, amely szerint a Nap egy galaktikus por- és gázfelhőn (meteorfelhőn) áthaladva ragadta magával azt az anyagot, amelyből a bolygórendszer keletkezett. A kaptált részek eleinte külön pályákon keringtek a Nap körül, majd a későbbiekben helyi sűrűsödések jöttek létre, és ezekből keletkeztek a bolygók.

Ily módon, bizonyos feltevések mellett, az elmélet meg tudja magyarázni a *Titius—Bode*-szabályt, az impulzusmomentum megfigyelt eloszlását, a Föld-típusú és Jupiter-típusú bolygók szerkezeti és kémiai eltéréseit. Nyitott kérdés marad azonban, hogy miként jött létre az a kezdeti és a Nap körül keringő meteorraj, amelyből a bolygók később keletkeztek. De a kaptációnak ez a fajtája sem megfelelő magyarázat, mert noha ez elvileg lehetséges, mégis csak rendkívül kis valószínűséggel következik be, így nem lehet az a folyamat, amelyből a Tejútrendszer feltételezett sok bolygórendszere létre jöhetett.

A *nebuláris elméletek* szerint a Naprendszer bolygói és holdjai nem egyszerre keletkeztek, hanem hosszabb, több fázisú folyamat során jöttek létre egy nagy kiterjedésű, lassan forgó gáztömegeből (ősködből). Ez a gázfelhő saját gravitációs vonzása és lehülése következtében összehúzódni kezdett, ami a forgási impulzus megmaradása miatt azzal járt, hogy egyre gyorsabban kezdett forogni. A gyorsabb forgás hatására a gömb lassan összelapult, és a centrifugális erő következtében az egyenlítője mentén anyagleválás következett be. A levált anyagból a későbbikeben további összehúzódás révén bolygó keletkezett. Ez a vázolt folyamat a későbbiekben többször megismétlődött, következésképpen az elmélet szerint a távolabbi bolygók idősebbek, mint a közelebbiek. A már létrejött bolygók forgása nem szűnt meg, és így hasonló összehúzó- és anyagleválási folyamatok révén keletkeztek a holdak.

Az első nebuláris elméleteknek közös hibája az volt, hogy nem tudták megmagyarázni az impulzusmomentum említett eloszlását. Ezeket az elméleteket sorozatosan javították, így végül is azokból nőtt ki a mai *turbulenciaelmélet*, amely szintén egy koronggá laposodott, rotáló ősködből indul ki. A feltételezés szerint az ősköd egyes részei kezdetben teljesen rendezetlenül mozogtak, de elméletileg kimutatták, hogy még ilyen feltételek mellett is kialakulhat egy centráliszimmetrikus örvényrendszer. Ebben először a központban, később az egyes örvények érintkezési helyein helyi sűrűsödések jönnek létre, és ezekből fejlődnek ki a Nap körül keringő bolygók. Az így keletkező bolygók méreteit és Naptól való távolságát az egyes örvényszónak mérete határozza meg. A Föld-típusú és Jupiter-típusú bolygók közötti szerkezeti és kémiai különbségeket a Nap korpuszkuláris sugárzásával és sugárnyomásával lehet megmagyarázni. Ezt a C. F. WEIZSÄCKER által kifejlesztett elméletet később G. P. KUIPER fejlesztette tovább, és ma azok közé az elméletek közé tartozik, amelyek a Naprendszer legtöbb sajátosságát meg tudják magyarázni.

Végül meg kell említenünk a *Hoyle-féle elméletet*, amely felhasználta a korábbi kozmogóniai elképzelések használható elemeit. F. HOYLE szerint is a Naprendszer egy közönséges intersztelláris por- és gázfelhőből alakult. A felhő tömege kb. egy Nap-tömegnyi volt, és forgás közben húzódott össze, és egyre sűrűbbé vált. Az egyre gyorsuló forgás és összehúzódás mellett az anyagleválás akkor kezdődik, amikor a felhő átmérője már 10^{10} km-re csökken. Ezen a ponton HOYLE eltér a korábbi nebuláris elméletektől és felhasználja H. ALFVÉN alapötletét: figyelembe veszi a mágneses teret is, amely az eredeti intersztelláris gázfelhőben már megvolt. Ennek hatására egyrészt lassul a Nap forgása, másrészt gyorsul a levált anyaggyűrű forgása. A Napról folytonosan áramlik kifelé a gáz, és egyre távolabbra, egyre hidegebb tartományokon halad keresztül. A Naphoz közeli tartományokban a hőmérséklet viszonylag magas, kb. 1000 K lehetett. Ilyen hőmérsékleten az anyag egy része megolvad ugyan, de sok olyan is van, amely megmarad szilárd halmazállapotú részecskék formájában. Így a gázáram az elpárolgott anyagot könnyedén elsöpörhette, de az elég nagy méretű szilárd részecskéket már nem tudta magával ragadni. HOYLE számításai szerint egész a Föld távolságáig így maradhattak meg a kb. 1 m-es karakterisztikus méretű „anyagszemcsék”, amelyek *Kepler-pályákon* keringtek ugyan a Nap körül, de az

idők folyamán a sorozatos összeütközések és összetapadások révén nagyobb testekké, a Föld-típusú bolygókká álltak össze.

Nagyobb távolságra a Naptól, ahol a hőmérséklet is már alacsonyabb, a különböző gázok is már megfagytak, de itt az anyagsomók már a könnyebb elemekből és kb. 10 m-es mérettel keletkeztek, és ezekből a továbbiakban létrejöttek az óriásbolygók.

A Hoyle-féle elmélet meg tudja magyarázni az azonos keringési és rotációs irányt, és a csaknem közös pályasíkokat. Az ismert kozmogóniai elképzelések közül talán ez az elmélet az, amely a legtöbb naprendszerbeli sajátosságot elfogadhatóan meg tudja magyarázni. Az elmélet finomítása még ma is folyik.

3.2. A Nap légköre

Naprendszerünk központi égiteste sok szempontból kitüntetett fontosságú, mind a tudomány, mind pedig a hétköznapi élet számára. A Nap az emberiség öntudatra ébredésének kezdetén még imádat tárgya volt, mint a legfeltűnőbb égi jelenség, a későbbiekben ezt felváltotta a tudományos megismerés. Fokozatosan felismertük, hogy a világmindenség középpontja nem a Föld, hanem a többi bolygóhoz hasonlóan a Föld is a Nap körül kering, olyan távolságban, amely a hőmérsékleti viszonyok miatt kedvez az élet kifejlődésének. Nagy szerencse számunkra, hogy a Nap nem kettős csillagrendszer tagja, vagy nem változócsillag, mert a földi élet kialakulásához és fejlődéséhez döntő fontosságú volt az évmilliókon át közel egyenletes energia-szolgáltatás. Ebből következik, hogy a Nap minden kis változása komoly hatással lehet a Földre, így szükséges a rajta zajló folyamatok tanulmányozása és megértése. Hosszú ideig az emberiség egyetlen energiaforrása is a Nap volt, mivel a növények a napenergiát használják fel testük építésére, a kőszén és olaj, mint ősi szerves maradványok, tulajdonképpen a napenergiát konzerválták, hasonlóképp a szél- és vízenergia is végső soron a Napból ered. Az utóbbi években terjedő nukleáris, és a még meg nem szelídített termonukleáris energia azok, amelyek nincsenek közvetlen összefüggésben a Nappal, de az utóbbi alapvető reakcióira éppen a Nap és a csillagok energiaforrásainak kutatásakor bukkantak rá a csillagászok. Könnyen lehetséges, hogy a huszadik század végének energiaválságát is segít megoldani a Nap, vagy közvetve, a csillagok középpontjában folyó termonukleáris reakciók megszelídítése útján, vagy közvetlenül, óriási területű napelemek telepítésével.

A csillagászat szempontjából viszont a Nap egy közönséges átlagcsillag, semmilyen fizikai tulajdonsága, tömege, sűrűsége, fényessége nem emeli ki a többi csillagok közül. Egy szempontból azonban különleges: viszonylagos közelsége miatt az egyetlen csillag, amelynek a felületén apró részleteket is megfigyelhetünk. Az elméleti csillagmodellek fő próbája is a Nap, mert ha a modell a jól ismert Napot helyesen írja le, akkor nagy valószínűséggel alkalmazható más csillagokra is. A Nap belső szerkezetével, energiatermelésével ezért nem foglalkozunk ebben a fejezetben, mivel ezeket a csillagokról szóló 4. fejezet részletesen tárgyalja. Bemutatjuk viszont a Nap légkörét, annak szerkezetét, a benne folyó mozgásokat, aktivitást, tehát mindazt, ami bár valószínűleg nemcsak a Napra jellemző, de csak a Nap esetében figyelhető meg részletesen. A naptevékenység jelenségei segítenek megérteni bizonyos típusú változócsillagok fizikáját is, és megfordítva: az utóbbi években sok olyan vizsgálat történt, amely a Napot, mint csillagot vizsgálta, tehát tulajdonképpen a napfényt, és ezeket a megfigyeléseket hasonlította össze más csillagok hasonló megfigyeléseivel.

3.2.1. A naplégkör szerkezete

A Nap felszíni jelenségeinek megértéséhez röviden át kell tekintenünk a belső szerkezetét is. Néhány lényeges adatot a következő táblázat tartalmaz a Napról. Látható ebből, hogy mérete több, mint százszorosa a Földének, tömege 330 000-szeresen haladja meg a Föld tömegét. Átlagsűrűségéből és hőmérsékletéből következik, hogy a Nap anyaga gáznemű. A Nap tömegének jelentős része középpontja körül sűrűsödik, a legbelső 1,5% térfogatban, amely a sugár 25%-áig terjed, koncentráldódik a tömeg fele, és itt keletkezik az energia 99%-a. Ebben a középső magban folyik az alapvető fúziós (termonukleáris) reakció, amelynek során a hidrogénatommagok héliummagokká olvadnak össze, a tömegkülönbség pedig energia formájában felszabadul, az $e=mc^2$ képletnek megfelelően. A Nap energiasugárzása tehát tömegvesztéssel jár, a jelenlegi $3,8 \cdot 10^{26}$ W teljesítmény fenntartásához másodpercenként $5 \cdot 10^9$ kg tömegvesztés szükséges. Ez a Nap össztömegéhez képest elhanyagolhatóan csekély, az energiaforrás még legalább 5 milliárd évre biztosítja az egyenletes sugárzást.

A Nap belsejében lényegében ugyanaz a reakció játszódik le, mint a hidrogénbombában. A legfőbb különbség az, hogy a bombát a felszabaduló óriási energiamentiség a másodperc törtrésze alatt szétrepíti, míg a Napban a reakció nyugodtan, egyenletesen folyik. A gázrétegek nyomása az, ami összetartja a Nap anyagát, és biztosítja a megfelelően nagy nyomást és hőmérsékletet a hidrogén héliummá alaku-

A Nap adatai

Sugara	696 000 km
Felszíne	$6,087 \cdot 10^{12}$ km ²
Térfogata	$1,4122 \cdot 10^{18}$ km ³
Tömege	$1,989 \cdot 10^{30}$ kg
Közepes sűrűsége	1,409 g/cm ³
Gravitációs gyorsulás a felszínen	273,8 m/s ²
Szökési sebesség a felszínen	617,7 km/s
Sugárzási teljesítménye	$3,849 \cdot 10^{26}$ W
1 m ² kisugárzása	$6,32 \cdot 10^7$ W
Effektív hőmérséklete	5780 K
Színképosztálya	G2 V
Abszolút fényessége	$M_v = +4,83$
Sziderikus forgási periódusa	25,38 nap (közepes szélességen)
Távolsága a Földtől	
közepes	$1,495\,979 \cdot 10^8$ km = 1 CSE
legnagyobb	$1,521 \cdot 10^8$ km
legkisebb	$1,471 \cdot 10^8$ km
Látszó sugara	
közepes	$959^{\circ}63 = 15^{\circ}59^{\circ}63 = 0^{\circ}266\,56$
legnagyobb	$977^{\circ}89 = 16^{\circ}17^{\circ}89 = 0^{\circ}271\,64$
legkisebb	$945^{\circ}67 = 15^{\circ}45^{\circ}67 = 0^{\circ}262\,69$
Látszó fényessége	$m_v = -26,71$
Szinodikus forgási periódusa	27,3 nap (közepes szélességen)
1° a Nap felszínén	12 257 km
1" átlagos Nap—Föld távolságból	725,3 km

lásához. Számítások szerint a Nap eddigi 4,5 milliárd éves élete során a mag eredetileg 75:25 hidrogén:hélium aránya mostanra kb. 35:65-re módosult. A központi hőmérséklet 15 millió K körül van, fokozatosan csökken kifelé haladva, amíg a felszínen megfigyelhető 5800 K-t eléri. A nyomás a középpontban $3,4 \cdot 10^{16}$ Pa ($3,4 \cdot 10^{11}$ atm), a sűrűség $1,6 \cdot 10^5$ kg m⁻³, nagyon gyorsan csökkenve kifelé, a sugár felénél már elérve a víz sűrűségét (10^3 kg m⁻³), a felszínen már $3,2 \cdot 10^{-4}$ kg m⁻³. A fizikai jellemzőkből következően a Nap magjának anyaga nemcsak gáz, de teljesen ionizált állapotban van, azaz gyakorlatilag hidrogénatommagokból (protonokból), héliumatommagokból (alfa-részecskékből), elhanyagolható mennyiségű nehezebb atommagból és szabad elektronokból áll. Az energia főleg elektromágneses sugárzás (röntgen- és gamma-sugárzás kvantumok) és neutrínók formájában szabadul fel. A keletkező neutrínók, nagy áthatolóképességük folytán elhagyják a Nap magját. A fotonok számára azonban a mag anyaga gyakorlatilag átlátszatlan, az állandó ütközések, szóródás miatt, e folyamatok nagyon lelassítják az energiaáramlást. Átlagosan egy millió évbe telik, amíg a sugárzási energia a magból a felszínre jut. Eközben az elnyelési és kisugárzási folyamatok során a fotonok energiája egyre csökken. A középpontból kifelé haladva, kb. a sugár 0,85-szörös részénél konvektív instabilitás lép fel, mivel itt az anyag már csak részben ionizált. Innen az energia már főleg konvekciós mozgások révén jut fel a felszínre, a melegebb gáztömegek felemelkednek, kisugározzák energiájukat, és lehűlve visszacsúsznak. A konvektív celláknak több jellemző mérete ismert. Legmagasabban, közvetlenül a látható napfelszín alatt található a *granuláció* kb. 1000 km átmérőjű elemei, ez alatt helyezkednek el a *supergranuláció* nagyjából 30 000 km átmérőjű cellái. Feltételeznek még mélyebben $3 \cdot 10^5$ km nagyságú óriás cellákat is. Mélységüktől függően a különböző konvekciós elemek különbözőképpen láthatók. A granuláció szemcsés szerkezete megfelelő nagyítású távcsővel rögtön szembetűnő. A supergranuláció csak egyes jelenségekben (mint a vízszintes sebességeloszlás, vagy a kromoszférikus hálózat) mutatkozik. Az óriás cellák még ennél is nehezebben megfigyelhetők.

Eljutottunk tehát a Nap felszínéig, a *fotoszféráig*. Ez az a réteg, amit megfelelő fénycsökkentő berendezésen át, fehér fényben közvetlenül is szemügyre vehetünk (3.2.1. ábra, melléklet). Rögtön egy nagyon fontos figyelmeztetés: semmilyen körülmények között szabad szemmel, de különösen távcsővel *ne nézzünk a Napba!* A Nap megfigyelésére legalkalmasabb, ha a távcső okulárjával fehér lapra kivetítjük a képet, vagy megfelelően ellenőrzött sötét szűrőt teszünk az objektív elé, esetleg polarizációs napokuláron keresztül végezzük az észlelést. A sötét üvegszűrők nem mindegyike alkalmas a Nap megfigyelésére, mert a látható fény gyengítése mellett esetleg átengedheti a káros ibolyántúli vagy infravörös sugarakat, és ezek nagy kárt okozhatnak a sötétebbre akkomodált, kitégült pupillájú szemben.

A *fotoszféra*, nevéből következően a „fény szférája”, ebből származik a Nap sugárzásának döntő hányada. A legérdekesebb tulajdonsága az, hogy nagyon vékony réteg, vastagsága mindössze néhány száz kilométer. Ezért látjuk a napkorongot éles szélűnek, ami tulajdonképpen egyáltalán nem nyilvánvaló. A Nap esetében a középpontból kifelé haladva nincsen olyan ugrásszerű változás a fizikai jellemzőkben, mint pl. a Földnél, amit felszínnek tekinthetünk. A Napon minden paraméter folytonosan változik a középponttól való távolság függvényében, mégis a Nap anyagának átlátszatlansága úgy alakul, hogy beszélhetünk a Nap felszínéről, ez a fotoszféra. A felszín alá semmiféle módon nem tudunk belátni, a belső szerkezetre vonatkozó, az előzőekben említett elképzelések mind elméleti modellszámítások eredményei. Csak a legutóbbi évtizedekben nyílt lehetőség a Nap belsejének közvetlen vizsgálatára, részben a szoláris (Naptól eredő) neutrínók észlelése révén, részben a Nap globális oszcillá-

cióinak tanulmányozásával, amely vizsgálatok témája manapság a napfizika egyik legérdekesebb és leggyorsabban fejlődő területe.

A 3.2.1 ábrát nézve feltűnő, hogy a fotoszféra nem egyenletesen fényes, hanem a napkorong szélei felé sötétebb. Ez a *szélelsötétedés*nek nevezett jelenség annak a következménye, hogy a hőmérséklet a fotoszférán belül sem állandó, hanem fölfelé haladva csökken. A Nap anyagának átlátszatlansága miatt viszont csak bizonyos távolságig tudunk belátni, ez a napkorong közepén nagyobb mélységet, tehát nagyobb hőmérsékletet jelent, míg a korong szélén a felszínnel majdnem párhuzamos fény-sugár a magasabban levő kisebb hőmérsékletű rétegekből jut el hozzánk. A szélelsötétedés törvényéből és mértékéből meg lehet határozni a fotoszféra modelljét, azaz a fizikai állapotjelzők változását a magassággal. Általában a szélelsötétedést a következő képlettel szokás megadni:

$$\frac{I_{\vartheta}}{I_0} = 1 - u + u \cos \vartheta, \quad (3.1)$$

amelyben I_0 a napkorong középpontjában mérhető intenzitás, I_{ϑ} a napkorong középpontjától ϑ szögtávolságra mért intenzitás, ϑ a látósugár és a Nap adott pontjához a Nap középpontjából húzott egyenes szöge, u pedig egy, a hullámhossztól függő állandó. Mivel a Nap szabályos gömbnek tekinthető, ha az R látszó sugarú napkorongon a középponttól r látszó szögtávolságban figyeljük meg a fotoszférát, fennáll a következő összefüggés:

$$\frac{r}{R} = \sin \vartheta. \quad (3.2)$$

A (3.1) szélelsötétedési képlet közvetlenül a napkorong pereme közelében nem alkalmazható, de kb. $0,9 R$ -ig jó. Az u paraméter értéke, azaz a szélelsötétedés nagysága erősen függ a hullámhossztól, a színekép vörös tartománya felé haladva csökken, a kék és közeli ibolyántúli részben erősen nő. Értéke 400 nm -nél $0,83$, 800 nm -nél $0,41$, $10\,000 \text{ nm}$ -nél viszont csak $0,05$!

A Nap és a csillagok sugárzásának vizsgálatokor fontos szerepet játszik anyaguk átlátszósága egy adott hullámhosszon, ez határozza meg, hogy milyen mélyre látunk. Ha a fény homogén elnyelő közegen halad át, intenzitása a közegben megtett út hosszának (l) függvényében az

$$I = I_0 e^{-\alpha l} \quad (3.3)$$

képlet szerint változik, ahol I_0 a beeső fény intenzitása, α az anyag elnyelési állandója, amely függhet a hullámhossztól (λ), $e=2,718\dots$ a természetes logaritmus alapszáma. A csillagászatban általában egységnyi tömegre számított elnyelési állandóval számolnak (jele κ_{λ}), ezért az anyag sűrűségét (ρ) is figyelembe kell venni. Ezenkívül a csillag különböző rétegein keresztülhaladva ρ is, sőt κ_{λ} is változhat. Célszerű tehát bevezetni a következő mennyiséget:

$$\tau_{\lambda} = \int_{\text{külső határ}}^h \kappa_{\lambda} \rho \, dh, \quad (3.4)$$

ahol h a geometriai mélység, τ_{λ} az adott hullámhosszhoz tartozó *optikai mélység*. Így a (3.3) képlet egyszerűbben leírható:

$$I = I_0 e^{-\tau}. \quad (3.5)$$

A sugárzás megfigyelt tulajdonságaiból, pl. a szélelsötétedésből egyszerűen és biztosan meghatározható a hőmérséklet változása τ függvényében. A tényleges geometriai mélység nehezebben kapható meg, és bizonytalanabb, mert kevésbé pontosan ismerjük a (3.4) képlet jobb oldalán az integrál alatti mennyiségeket. Az optikai és a geometriai mélység pontos összefüggésének meghatározása a napfizika jelenleg is aktív és érdekes kutatási területe.

A gázrétegeket τ értéke szerint *optikailag vékony* ($\tau < 1$) és *optikailag vastag* ($\tau > 1$) rétegekre lehet felosztani. A $\tau = 1$ érték nagyjából a választóvonal az átlátszó és átlátszatlan réteg között, a sugárzás szempontjából ezek nagyon különbözően viselkednek. Optikailag vastag réteg esetén nagyjából a $\tau = 1$ optikai mélységig tudunk belátni, ezentúl a réteg vastagságának növelése alig változtatja a sugárzás intenzitását, míg optikailag vékony réteg esetén az intenzitás nagyjából arányos a réteg vastagságával. Mindkettőre akad példa a Napon, a fotoszféra optikailag vastag, a napkorona pedig egyes ibolyántúli és röntgenhullámhosszokon optikailag vékony, így ez utóbbi tartományokban fényképezve a napkorong peremén túl fényesebb gyűrűt láthatunk, a vastagabb gázrétegnek megfelelően.

A szélelsötétedés két tényező együttes következménye: a napkorongon a középponttól a szélek felé haladva egyre magasabb rétegeket látunk, másrészt a hőmérséklet ezekben a rétegekben felfelé csökken. Az infravörös tartományban azért csekély a szélelsötétedés, mert itt a fotoszféra nagyon átlátszatlan, ezért kicsiny a szint- (és így hőmérséklet-) különbség a középén és a peremen megfigyelhető réteg közt. Ha viszont egyes rádióhullámhosszokon figyeljük meg a Napot, amelyeken a napkorona alsó rétegeinek sugárzását látjuk, ezekben a rétegekben a hőmérséklet felfelé nő, így szélfényesedést észlelhetünk.

A Nap felszínének, a fotoszféra alapjának azt a szintet szokás jelenleg tekinteni, ahol a Nap anyagának optikai mélysége $\tau = 1,0$, tehát elnyelőképesége $1/e$ az 500 nm hullámhosszúságú fényre. A megfigyelésekből meghatározott modellek alapján ezen a szinten a hőmérséklet 6430 K, gáznyomás 13 500 Pa, sűrűség $3,5 \cdot 10^{-10} \text{ kg m}^{-3}$, az 1 m^3 -ben levő részecskék (atomok, ionok, elektronok) száma $1,5 \cdot 10^{23}$. Az elnyelőképeség szoros összefüggésben van a kisugárzóképeséggel, így ez alá a szint alá nem láthatunk, viszont döntően innen érkezik hozzánk a fény. E fölött a szint fölött a látható fény elnyelésében jelentős szerepet játszó negatív hidrogénionok (azaz egy felesleges elektronnal rendelkező hidrogénatomok) száma nagyon gyorsan csökken a csökkenő hőmérséklet miatt, így az anyag gyakorlatilag teljesen átlátszóvá válik. Régebben a fotoszféra felső határának azt a réteget tekintették, ahol az optikai mélység $\tau = 0,005$, itt az előbb említett jellemzők: hőmérséklet 4560 K, gáznyomás 850 Pa, sűrűség $3 \cdot 10^{-11} \text{ kg m}^{-3}$, részecskeszám $1,35 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$, ez 320 km-rel van a 0 szint felett. Újabban azonban a hőmérsékleti minimumot szokás a fotoszféra felső határának nevezni, azt a szintet, ahol a hőmérséklet csökkenése a magassággal megáll, és ismét növekedni kezd. Ez 560 km magasságban van a fotoszféra alapja felett, $\tau = 0,0001$, hőmérséklet 4180 K, gáznyomás 91 Pa, sűrűség $3,6 \cdot 10^{-12} \text{ kg m}^{-3}$, részecskeszám $1,6 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$. Ez utóbbi meghatározás fizikailag jobban indokolt, eszerint *fotoszférának* a Nap optikai megfigyelések számára hozzáférhető legalsó rétegét nevezzük, a folytonos színképben látható felszíntől a hőmérsékleti minimumig.

A fotoszféra fölött helyezkedik el a Nap légkörének következő rétege, a *kromoszféra*. Közönséges körülmények között, kis sűrűsége miatt keresztüllátunk rajta. Nevét onnan kapta, hogy teljes napfogyatkozások alkalmával, amikor a Hold a fényes fotoszférát már eltakarta, néhány másodpercre láthatóvá válik a kromoszféra fénye. Mivel a Nap külső rétegei főképp hidrogénből állnak, a kromoszféra sugárzásának

legnagyobb része a hidrogén *Balmer*-sorozatának első színeképvonalában, a 656,3 nm hullámhosszúságú élénkörös H_{α} -vonalban történik az adott fizikai körülmények között. A vörös színtől ered a név: a szín szférája, kromoszféra.

A fotoszférától eltérően a kromoszféra már nagyon egyenetlen, inhomogén szerkezetű. Alulról a hőmérsékleti minimum, felülről az átmeneti réteg határolja, amelyben az addig fokozatosan kb. 10 000 K-ig növekvő hőmérséklet hirtelen, néhány száz kilométeren átvált a *napkorona* millió fokos hőmérsékletére. Az inhomogén szerkezet miatt nehéz meghatározni a kromoszféra vastagságát, a modellekben az átmeneti réteg 2000 km körüli magasságban helyezkedik el, de a napkorong peremén 7-8000 km vastagságúnak látszik. Ez főleg azzal magyarázható, hogy a kromoszféra felső határa egyáltalán nem sima, hanem belőle állandóan fűszál alakú *szpikulák* nyúlnak fel a koronába. Ezek nagyjából 1000 km vastagságú 6-10 000 km magaságú képződmények, amelyek 5-10 perc alatt fölemelkednek és visszaereszkednek. Különösen jól láthatók megfelelő műszerrel a napkorong szélén. A fizikai állapotjellemzők az átmeneti rétegben 0,15 Pa gáznyomás és $2,5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ részecskeszám, sok szabad elektronnal.

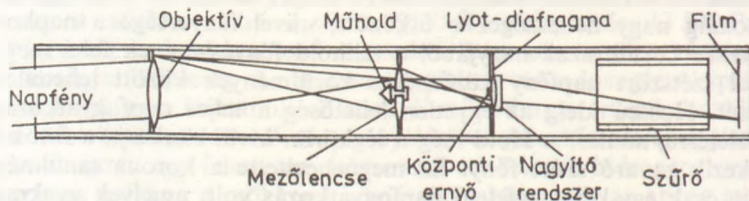
Normális körülmények között, fehér fényben (azaz a folytonos színekép valamely tartományában) keresztüllátunk a kromoszférán. Vannak azonban olyan műszerek (spektroheliográf, spektroheliószkóp, vagy a B. LYOT által 1932 körül megépített H_{α} -monokromátor), amelyek a Nap színeképéből kivágnak egy igen szűk tartományt, mégpedig a H_{α} -vonal közepe táján 0,1...0,01 nm szélességben, és lehetővé teszik, hogy a Napot e kiválasztott színeképvonal fényében lefényképezzük. Az ilyen képeket *spektroheliogramok*nak nevezzük. A Nap anyagának döntő többségét alkotó hidrogén elnyelése folytán a kromoszféra átlátszatlan a H_{α} -vonal fényében, ezért a spektroheliogramokon megfigyelhető a szerkezete (3.2.2. ábra, melléklet).

A kromoszféra fölött helyezkedik el a Nap külső légköre, a *napkorona*. Ennek anyaga rendkívül ritka, hőmérséklete viszont magas, millió fok nagyságrendű. Megfigyelése sokáig nagy nehézségekbe ütközött, mivel fényessége a napkorongénak milliomodrése körüli, azaz nagyjából a telihold fényességének felel meg. A földi légkör által szétszórt napfény közönséges körülmények között lehetetlenné teszi megfigyelését. Hosszú ideig az egyetlen lehetőség a teljes napfogyatkozások alatt nyílt az észlelésre, amikor a Hold még a légkörön kívül eltakarja a fotoszférát, így nem keletkezik zavaró szórt fény. Ez megnehezítette a korona tanulmányozását, mert évente csak egy-két megfelelő napfogyatkozás volt, amelyek gyakran a Föld távoli, lakatlan tájain, vagy óceánokon voltak teljesként megfigyelhetők. Ezért a napfizikusok sok expedíciót indítottak a megfelelő vidékekre, gyakran csak azért, hogy végül az időjárás lehetetlenné tegye a napfogyatkozás megfigyelését. Mivel azonban évente minimum két, de maximum öt napfogyatkozás lehetséges valahol a Földön, ismereteink lassan mégis gyűltek a napkoronáról.

Megtudtuk például, hogy a korona alakja és fényessége évről évre jelentősen változik. Naptevékenységi maximumok idején szimmetrikusabb, minden irányban egyformán és jelentősen kiterjedő, míg minimum idején inkább a Nap egyenlítője irányában nyúlik ki, a sarkok vidékén kevésbé fényes.

A napkorona fényének tanulmányozásából kiderült, hogy hőmérséklete igen magas, millió fokos nagyságrendű. Emiatt az atomok erősen ionizált állapotban vannak jelen, és sok a szabad elektron. Az egyik jellegzetes korona-színeképvonal, az 530,3 nm hullámhosszú zöld koronavonal például a 13-szorosan ionizált vastól származik. A korona fényének fő részét a fotoszféra szabad elektronokon szórt fénye adja, de jelentős hozzájárulást adnak a fényes színeképvonalak is. Az elektronokon szórt komponens fénye erősen polarizált.

Századunkban két új lehetőség is nyílt a napkorona fogyatkozásokon kívüli megfigyelésre: a *koronográf* és a Föld légkörén kívüli, üresközökről történő megfigyelések. Századunk harmincas éveinek elején sikerült először B. LYOTnak a koronográf megépítése, és a napkorona fogyatkozásán kívüli észlelése. Már korábban is történtek kísérletek erre, a fotoszféra fényes korongjának különböző módon történő letakarásával, de ezek nem jártak sikerrel. LYOT tudományos alapossggal megvizsgálta a kérdést, és különválasztotta a szórt fény fő forrásait, ezután minden forrást külön-külön a lehetőségekhez képest minimumra csökkentett. Az első — és legfontosabb — az égbolt szórt fénye. Ezt úgy lehet kisebbiteni, hogy a távcsövet a legalsó, legszennyezettebb légrétegek, tehát kb. 2000 m tengerszint feletti magasság fölé emeljük. Azzal is csökkenteni lehet a légköri szórt fény hatását, ha szűk áteresztési sávú interferenciaszűrőt alkalmazunk (szintén LYOT találmánya), amely a napkorona valamely fényes vonalára van ráhangolva. A szórt fény egyenletesen oszlik el a színeképben, míg a napkorona fényének jelentős része koncentráliódik a fényes színeképvonalakba, így a kontraszt jelentősen javul. A szórt fény másik fő forrása maga a távcső. A lencsén levő por, a lencse üvegyanyagában megtalálható buborékok mind zavaró fényforrások, ezenkívül az objektív peremén elhajló fénysugarak is hozzájárulnak a háttérfényhez. Az elsőket a lencse üvegyanyagának gondos megválasztásával és öntésével, valamint állandó tisztántartással lehet kiküszöbölni. A koronográfok mind lencsés távcsövek, döntő többségében egyszerű lencséből álló objektívval. A tükrök bevonata ugyanis jobban szórja a fényt és kevésbé tisztán tartható, másrészt a megfigyelés úgyis monokromatikus fényben történik, az interferenciaszűrő által meghatározott keskeny sávban. Ezért nincs szükség a színhiba csökkentésére szolgáló többtagú lencserendszerre, és kevesebb lencsefelületre rakódhat le a por. Az objektív peremén elhajló fénysugarakat egy különleges diafragma szűri ki, melynek helyét a koronográf sugármenetet mutató 3.2.3. ábrán láthatjuk. A műszerben LYOT ún. *kettős leképzést* alkalmazott.



3.2.3. ábra. A B. LYOT által az 1930-as években megalkotott koronográf sugármenete. A fókuszban levő mezőlencse az objektív képét a *Lyot*-diafragma-ra vetíti, amely kiszűri az objektív peremén szóródó és elhajló fénysugarakat. A műhold letakarja a fotoszféra fényét, így a nagyítórendszer már a szórt fénytől nagymértékben megszabadított képet alkothat a film síkjában. A szűrő a légköri szórt fényt csökkenti le, így megfelelően magas hegyekről, tiszta időben megfigyelhető a napkorona belső része

Az egyszerű objektív fókusz síkjába egy *mezőlencsét* helyezt, aminek képalkotás szempontjából nincs különösebb jelentősége, viszont valódi képet alkot az objektív-ról, ha erre a helyre egy diafragmát teszünk, amelynek átmérője valamivel kisebb, mint az objektív képe — ez az ún. *Lyot-diafragma* —, ezzel kiszűrtük az objektív peremén keletkező fényelhajlást. A mezőlencse másik szerepe az, hogy a közepén levő furatba rögzíthető a *műhold*, az a kerek ernyő, amely a mesterséges napfogyatkozást hozza létre a műszerben. A műhold első oldala rendszerint kúpos, vagy 45°-os szögben hajlik az optikai tengelyhez, és fényesre van polírozva, hogy a fotoszféra fényét oldalra vetítse a távcsőből, ahol a zavaró szórt fény növelése nélkül elnyelet-

hető. Mivel a Nap átmérője az év folyamán kb. 3%-kal változik a Föld-pálya excentricitása miatt, általában több műhold is rendelkezésre áll a különböző időszakoknak megfelelő átmérőkkel. A műhold, mezőlencke és *LyoI*-diafragma után egy újabb lencsével vagy lencserendszerrel ismét összegyűjthetjük a fénysugarakat, leképezve immár a belső szórt fénytől megszabadított koronát. A második lencserendszerrel összefüggésben lehet elhelyezni az interferenciaszűrőt (3.2.3. ábra).

Mindezeket az előírásokat betartva is csak kb. 0,5 napsugárig lehet a koronát a földfelszínről megfigyelni, és csak a napkorong peremén kívül eső részt. Az űreszközökről végzett megfigyelések az utolsó évtizedekben két új lehetőséget is nyitottak a napkorona észlelésére. A légkörön kívül ugyanis valóban elegendő a fényes napkorongot letakarni, hogy a korona láthatóvá váljon. Mivel az űrkoronográfokban is csökkeneni kell a szórt fényt, a műholdat a távcső elé, kívülre helyezik. Ilyen, fehér fényben működő koronográfok végeztek megfigyeléseket pl. az OSO—8, Skylab, SMM űreszközök fedélzetén. A másik lehetőség a korona tanulmányozására a lágy röntgensugárzás (0,1...4 nm hullámhossz) tartományában készített fényképek vizsgálata. Az ilyen képeken a napkoronát nemcsak a napkorong peremén kívül, hanem a korongon is látni lehet. A fotoszféra, 6000 K hőmérséklete miatt ugyanis ebben a tartományban elhanyagolhatóan csekély fényességű, míg a korona millió fokos anyaga viszont erősen sugároz. Lényeges különbség azonban, hogy a korona „optikailag vékony”, tehát a fényessége nemcsak a hőmérséklettől, hanem a sűrűség-től is függ.

A korona szerkezete nagyon egyenetlen, régóta ismert, hogy aktív vidékek, napfoltcsoportok fölött sokkal fényesebb. Magas hőmérséklete sokáig rejtély volt, csak néhány évtizede sikerült felderíteni az okát. Mind a kromoszféra, mind a korona fűtésében a lökéshullámok játszanak jelentős szerepet, amelyek lent, a fotoszféra alatti konvekciós zónában keletkeznek, mint hanghullámok. Felfelé haladva, a csökkenő sűrűség miatt ezek átalakulnak lökéshullámokká, és energiájukat átadják környezetüknek. A kis sűrűség miatt (a belső koronában kb. 10^{11} részecske m^{-3}) a viszonylag csekély átadott energia is jelentősen fel tudja hevíteni a gázt. Az aktív vidékek felett ehhez még hozzájárul a mágneses erővonalak mentén terjedő energia, továbbá a mágneses tér összetartó ereje nagyobb anyagsűrűséget hoz létre. E két tényező okozza, hogy a korona fényesebb és forróbb ezeken a helyeken.

Mint a későbbiekben is látni fogjuk, a mágneses terek igen nagy szerepet játszanak a Napon lezajló folyamatokban. Az erős ionizáció miatt a Nap anyaga elektromosan jól vezető gáz, plazma. Ennek mozgását az elektromosan jól vezető folyadékok és gázok mozgásával foglalkozó tudomány, a *magnetohidrodinamika* írja le. Ennek legfontosabb törvénye az ún. *befagyási törvény*. Eszerint a mágneses erővonalakon áthaladó plazma a sebességre és az erővonalakra merőleges irányú elektromos áramot indukál, amelynek mágneses tere hozzáadódik az eredeti mágneses térhez. Ez utóbbit gyengítheti vagy erősítheti. A tér erősítése esetén az erővonalak sűrűsödnek, gyengítése esetén ritkulnak. Ez a folyamat azt a látszatot kelti, mintha az anyag magával sodorta volna az erővonalakat, tehát mintha az erővonalak be lennének fagyva a plazmába. Ha a plazma kinetikus energiája elég nagy, képes megváltoztatni az erővonalak alakját, a mágneses tér szerkezetét. Ha viszont a tér változása folytán az erővonalak mozdulnak el, a fenti folyamat fordítva játszódik le, az erővonalak viszik magukkal a plazmát.

A befagyás jelensége teljesen hasonló H. L. F. HELMHOLTZ klasszikus örvénykísérletéhez, mely szerint az áramló folyadékba helyezett örvény együtt mozog a folyadékkal. Ha viszont az örvények elmozdulnak a folyadékhoz képest, akkor az örvény körüli cirkuláció a folyadékkal együtt követi az örvényt. A magnetohidrodinamikában az

örvény helyett mágneses erővonalat képzelünk, az áramló folyadék helyett plazmát, és így az analógia teljessé válik.

A mozgásviszonyokat a plazma kinetikus energiájának és a mágneses tér energiájának az aránya határozza meg. Ha a mágneses tér energiája nagyobb, a tér fogva tartja a gázt, és csak az erővonalak mentén lehetséges mozgás. Ellenkező esetben a gázmozgások „összegyűrik”, magukkal viszik a mágneses erővonalakat. A Nap különböző rétegeiben mindkét esetre találunk példát. A nyugodt fotoszférában és az alatta levő konvekciós zónában az örvénylő mozgások a gyenge mágneses terek magukkal tudják ragadni, míg az erős, 0,1...0,3 T fluxussűrűségű terek jelentősen befolyásolják a mozgásokat, létrehozva a napfoltokat. A kromoszféra és a korona esetében már viszonylag gyenge, 0,1...1 mT fluxussűrűségű mágneses terek is fogva tudják tartani a ritka plazmát, ezért ezekben a rétegekben a mágneses terek határozzák meg a mozgásokat.

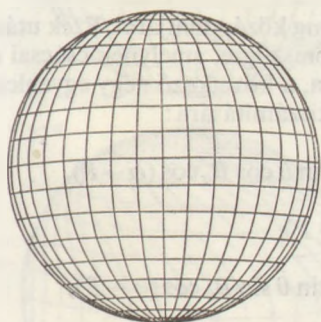
A napkoronának kifelé haladva nincs éles határa, anyaga a Nap felszínétől távolodva egyre ritkul, és fokozatosan átmegy a bolygóközi tér anyagába. A napkorona statikus modelljének megalkotására irányuló kísérletek nem jártak sikerrel, mivel nagy hőmérséklete miatt a gázcseppkéek jelentős része a szökési sebességnél nagyobb sebességet kaphat, annál is inkább, mert a szökési sebesség a Nap centrumától mért távolság négyzetével csökken. Így a korona dinamikus egyensúlyban van, külső részei folyamatosan sugárirányban elpárolognak, egy állandó, kifelé irányuló részecskeáramot hozva létre. Ez a *napszél*, amelyet űreszközökkel már a Neptunusz pályáján túlig sikerült követni. A Föld környezetében jellemző átlagos adatai kb. 300...400 km s⁻¹ sebesség, 5...10 · 10⁶ részecske (főleg protonok és elektronok) m⁻³. Mágneses teret is hordoz magában, melynek erővonalai a Nap forgása és a sugárirányú kiterjedés összetevőjeként spirális formát vesznek fel, a jellemző értéke kb. 5 nT. Az említett értékek a naptevékenységtől függően erősen változhatnak, éppen ezért jelentős a napszél, mert ez az a fizikai kapcsolat, amelyen keresztül a naptevékenység egyes hatásai közvetítődnek a Földre.

A Nap felépítését megismerve, még egy jellemzőjéről kell szólnunk, a forgásáról. Már az első távcsöves megfigyelések során kiderült, hogy a fotoszférában látható napfoltok az egyik napról a másikra elmozdulnak (3.2.4. ábra, melléklet). GALILEI, geometriai megfontolások alapján bebizonyította, hogy ez csakis a Nap forgásának tulajdonítható. CH. SCHEINER, az első rendszeres napészlelő már nagyjából megállapította a Nap forgástengelyének helyzetét, és ezt közzé is tette 1626-ban megjelent könyvében. A ma is használt értékeket R. CARRINGTON határozta meg 1853-tól 1861-ig végzett megfigyelései alapján. Eszerint a Nap egyenlítője 7° 15'-cel hajlik az ekliptika síkjához, a Nap egyenlítője felszálló csomójának ekliptikai hosszúsága az adott pillanatnyi közepes ekliptikán $\Omega = 73^\circ 4' + 50''25t$, ahol t az 1850,0 óta eltelt évek száma (a második tag a Föld tengelyének precesszióját veszi figyelembe), továbbá a Nap sziderikus (állócsillagokhoz viszonyított) forgási periódusa 25,38 nap. Az ennek megfelelő szinodikus (a Földről látszó) forgási periódus kb. 27,3 nap, ami kismértékben változik az év folyamán a Föld egyenlőtlen keringési sebessége miatt.

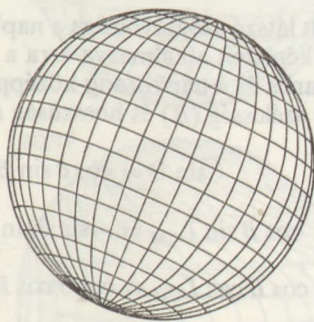
A megadott elemek meghatározzák a Carrington-féle heliografikus koordináta-rendszert, egyedül egy kezdő meridiánról kell még gondoskodni, mivel a Nap felszínén nincs olyan kitüntetett pont, mint a Földön Greenwich. A heliografikus koordináta-rendszer kezdő meridiánjának azt tekintik, amely 1850. január 1-jén greenwichi középdélben (12^h GMT, greenwichi középidő) haladt át a Nap egyenlítőjének felszálló csomóján, a hosszúságokat a Nap forgásának irányában mérik. A Nap felületén található képződmények koordinátáinak meghatározásához a csillagászati évkönyvek rendszeresen közlik a Nap forgástengelye északi végének pozíciószögét a napkorong

északpontjától kelet felé számolva (P), valamint a látszó napkorong középpontjának heliografikus szélességét (B_0), ill. hosszúságát (L_0). A heliografikus koordinátahálózat látszólagos helyzetét az év folyamán néhány kiválasztott időpontban a 3.2.5. ábrán láthatjuk.

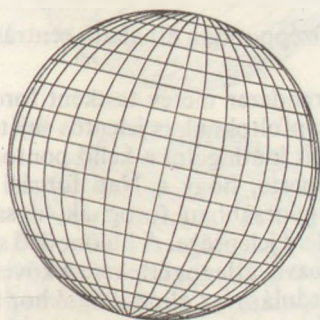
Egy napfolt koordinátáit az említett adatok felhasználásával a következőképpen állapíthatjuk meg: Az évkönyvből megtudható az adott időpontra P , B_0 , L_0 , valamint a Nap látszó sugara R . Megmérjük a napkép sugarát (r_0) és a folt polárkoordinátáit, azaz a napkép középpontjától mért távolságát (r) és az északi iránytól mért pozíció-



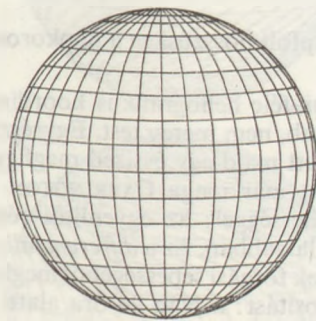
Jan. 6. $P=0^\circ$, $B_0=-3^\circ,6$



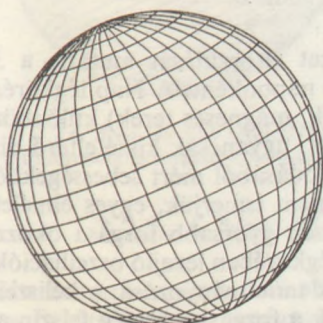
Márc. 6. $P=-22^\circ,7$, $B_0=-7^\circ,25$



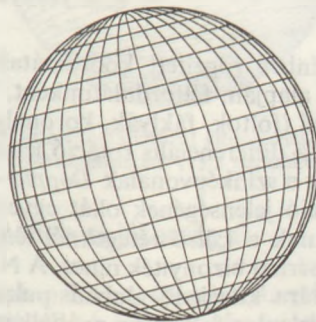
Jún. 6. $P=-13^\circ,6$, $B_0=0^\circ$



Júl. 7. $P=0^\circ$, $B_0=+3^\circ,6$



Szept. 8. $P=+22^\circ,7$, $B_0=+7^\circ,25$



Dec. 8. $P=+13^\circ,6$, $B_0=0^\circ$

3.2.5 ábra. A Nap forgástengelyének helyzetváltozása az év folyamán.
 P a forgástengely pozíciósöge az északi iránytól számolva, B_0 a napkorong geometriai középpontjának heliografikus szélessége

szögét (φ). Ha a Nap középpontjából a Föld és a napfolt felé húzott félegyenesek közti szöget θ -val jelöljük, ez a következő két összefüggésből határozható meg:

$$\varrho = \frac{r}{r_0} R, \quad (3.6)$$

$$\sin(\theta + \varrho) = \frac{r}{r_0}, \quad (3.7)$$

ahol ϱ a napfolt látszó szögtávolsága a napkorong középpontjától. Ezek után a gömbháromszögtan képleteit alkalmazva arra a háromszögre, amelynek csúcsai a napfolt, a Nap északi sarka és a napkorong középpontja, a következő négy egyenletet kapjuk a heliografikus szélesség (B) és hosszúság (L) kiszámítására:

$$\begin{aligned} \sin B &= \cos \theta \sin B_0 + \sin \theta \cos B_0 \cos(\varphi - P), \\ \cos B \sin L_{\text{CM}} &= -\sin \theta \sin(\varphi - P), \end{aligned} \quad (3.8)$$

$$\cos B \cos L_{\text{CM}} = \cos \theta \cos B_0 - \sin \theta \sin B_0 \cos(\varphi - P),$$

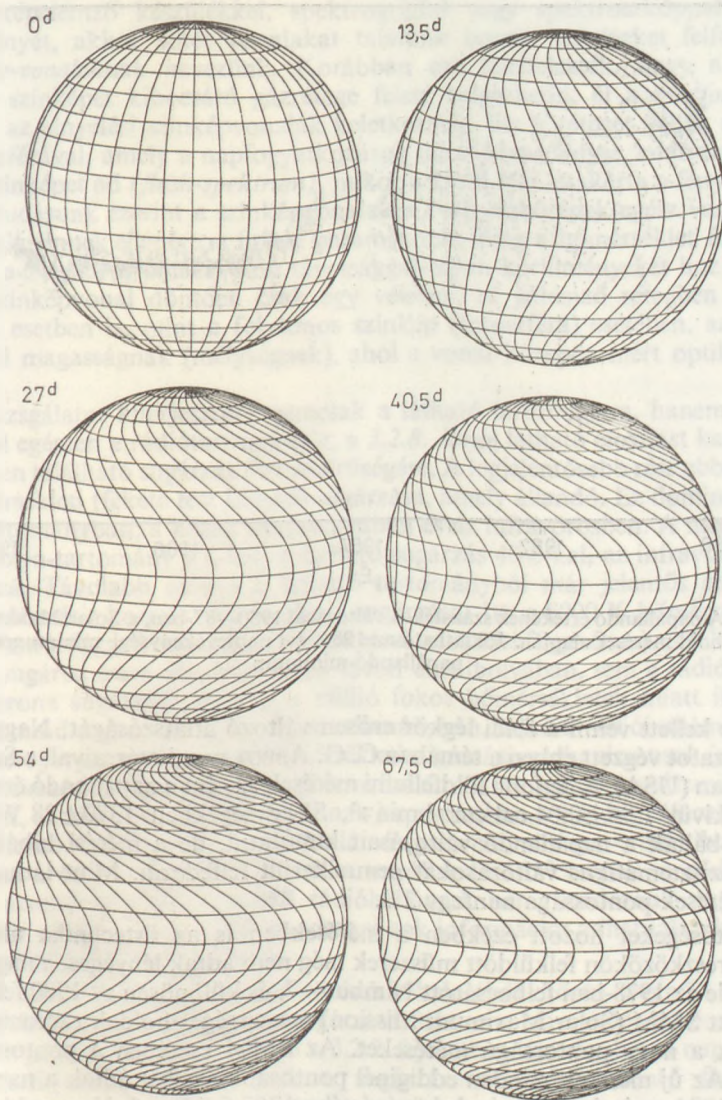
$$L = L_0 + L_{\text{CM}},$$

ahol L_{CM} a napfolt hosszúsága a napkorong középpontján áthaladó centrálmeridiántól mérve.

A Carrington-féle heliografikus koordináta-rendszer merev testként forog, a Nap viszont gázgömb, nem merev test. Egyrészt a napfoltoknak is jelentős sajátmozgásuk van, ezért kellett majd egy évtized megfigyeléseit kiátlagolni a kellő pontosság eléréséhez, másrészt már maga CARRINGTON felismerte, hogy a Nap forgási sebessége változik a szélességgel: az egyenlítői részek gyorsabban forognak, a sarkok felé haladva egyre lassabban. Ez a *differenciális rotáció* jelensége. A különböző szélességen észlelt napfoltok forgási sebességéből meghatározva, átlagos értékére a következő képlet ad felvilágosítást: a Nap 24 óra alatti elfordulása az állócsillagokhoz képest (ξ)

$$\xi = 14^{\circ}38' - 2^{\circ}77' \sin^2 B. \quad (3.9)$$

A napfelszínhez rögzített koordinátahálózat eltorzulását mutatja a 3.2.6. ábra a (3.9) képlet alapján, félfordulatonként, 13,5 naponként. A Nap légkörének különböző jelenségei (foltok, fáklyák, koronalyukak, mágneses terek) különböző mértékben mutatják a differenciális rotáció jelenségét, ugyancsak kissé eltérő differenciális rotáció adódik a színekvonalak *Doppler*-eltolódásából mért sebességekből. A differenciális rotáció jelenségének okát egyelőre nem ismerjük, egyes elméletek szerint a Nap magjának a külső rétegeknél lényegesen gyorsabb forgása okozza, de erre egyértelmű kísérleti bizonyíték nincs. A Nap légkörében lezajló oszcillációk és a Nap egész térfogatára kiterjedő globális pulzációk tanulmányozása, a heliszizeizmológia módszereivel jelenleg folynak a próbálkozások a forgási sebesség felszín alatti mélységgel összefüggő változásainak kimutatására. Az első eredmények szerint a forgási sebesség a felszín alatti mélységgel kismértékben csökken, csak a legbelső magban nő ismét, bár a mérések nem zárják ki egy (majdnem) merev testnek megfelelő belső forgás lehetőségét, amely alig változik a mélységgel.

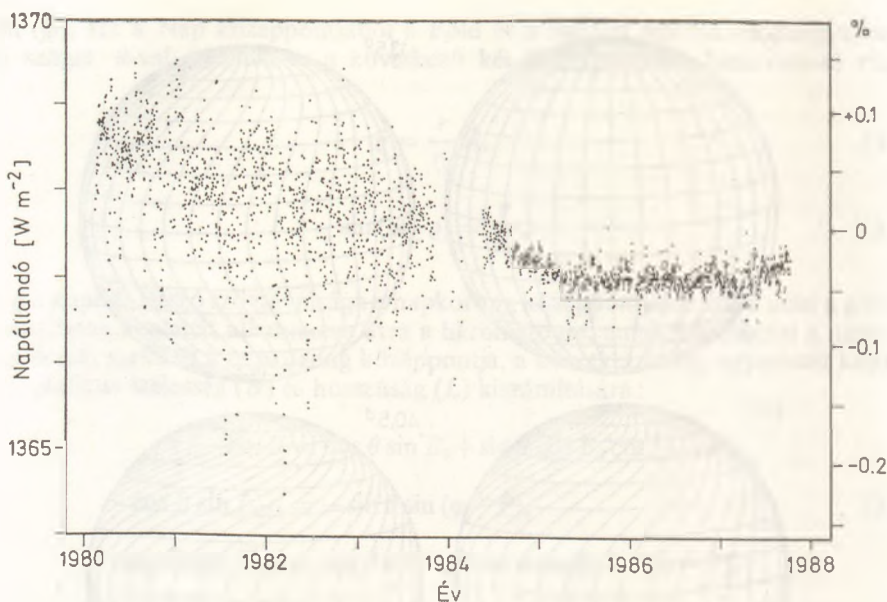


3.2.6. ábra. A Nap felületére rajzolt koordinátahálózat eltorzulása a differenciális rotáció következtében félfordulatonként (13,5 naponként)

3.2.2. A Nap színekének sajátosságai

A Napból származó sugárzást többféleképpen is vizsgálhatjuk. Legelőször vegyük szemügyre a Földre jutó, területegységen áthaladó teljes sugárzási energiaáramot. Ezt átlagos Nap—Föld távolságra és időegységre vonatkoztatva *napállandónak* nevezzük.

A napállandó, és ennek esetleges változásai különösen fontosak a meteorológia számára. Pontos mérése sokáig rendkívül nehéz volt, mert a földfelszíni méréseknél



3.2.7. ábra. A napállandó értékének százalékos változásai 1980—87-ben, a Solar Maximum Mission mesterséges hold mérései alapján. Jól látható az 1986. évi naptevékenységi minimummal egybeeső napállandó-minimum

figyelembe kellett venni a földi légkör erősen változó átlátszóságát. Nagyon hosszú mérésorozatot végzett ebben a témában C. G. ABBOT munkatársaival, a Smithsonian Institute-ban (USA). A legjobb földfelszíni mérések szerint a napállandó értéke a Föld légkörén kívül $1,96 \pm 0,04 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$, SI-egységekben $1370 \pm 28 \text{ W m}^{-2}$. Bár sokan próbálták a napállandó változásait kimutatni, de a mérési hibák értékénél nagyobb szisztematikus változásokat nem sikerült felfedezni. Mint látható, a földfelszíni mérések pontossága mintegy 2%.

Új lehetőségeket hozott ezekben a mérésekben is az űrtechnika alkalmazása. Az első, űreszközökön felküldött műszerek még nem adtak lényegesen nagyobb pontosságot, de az 1978-ban felbocsátott Nimbus—7, és különösen az 1980 februárjában felbocsátott SMM (Solar Maximum Mission) mesterséges holdak radiométerei lehetővé tették a nagy pontosságú méréseket. Az SMM esetében a pontosság eléri a 0,01%-ot. Az új mérések minden eddiginél pontosabb értéket adtak a napállandóra, az 1980—1984-es évek méréseinek középértéke $1367,6 \text{ W m}^{-2}$. Ugyanakkor sikerült kimutatni a napállandó 0,1...0,3%-os ingadozásait is (3.2.7. ábra). Ennek magyarázatára a 3.2.7. fejezetben visszatérünk.

A napállandó, az átlagos Nap—Föld távolság és a Nap sugarának ismeretében a Stefan—Boltzmann-törvény alapján kiszámíthatjuk a Nap *effektív hőmérsékletét*, melyre 5778 K adódik. Ilyen hőmérsékletű abszolút fekete test sugározna pontosan annyi energiát, mint a Nap, ha méretük azonos lenne.

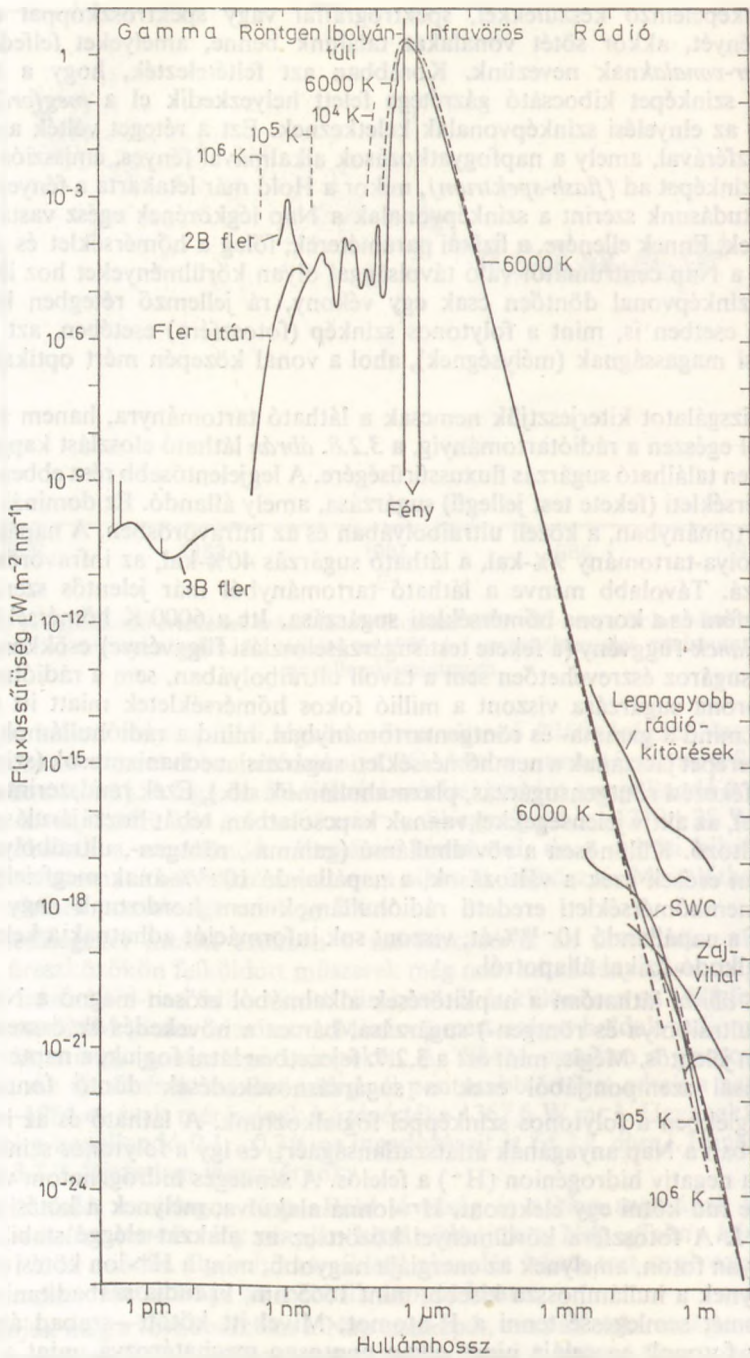
Vizsgáljuk meg a továbbiakban a Nap színeképét, azaz az elektromágneses sugárzásának energiaeloszlását a hullámhossz függvényében! A látható fény tartományában, 400...800 nm között a színekép folytonos, azaz minden szín megtalálható benne. Ezt a folytonos színeképet láthatjuk például a szivárványban, amelyben az esőcseppek bontják fel a napsugarat hullámhossz szerint. Ha azonban megfelelő felbontóképes-

ségű színképelemző készülékkel, spektrográffal vagy spektroszkóppal vizsgáljuk a Nap fényét, akkor sötét vonalakat találunk benne, amelyeket felfedezőjükről *Fraunhofer-vonalak*nak nevezünk. Korábban azt feltételezték, hogy a fotoszféra folytonos színképet kibocsátó gázzrétege felett helyezkedik el a *megfordító réteg*, amelyben az elnyelési színképvonalak keletkeznek. Ezt a réteget vélték azonosítani a kromoszférával, amely a napfogyatkozások alkalmával fényes, emissziós vonalokból álló színképet ad (*flash-spektrum*), mikor a Hold már letakarta a fényes fotoszférát. Mai tudásunk szerint a színképvonalak a Nap légkörének egész vastagságában keletkeznek. Ennek ellenére, a fizikai paraméterek, főleg a hőmérséklet és a nyomás változása a Nap centrumától való távolsággal olyan körülményeket hoz létre, hogy minden színképvonal döntően csak egy vékony, rá jellemző rétegben keletkezik. Ebben az esetben is, mint a folytonos színkép (fotoszféra) esetében, azt tekintjük keletkezési magasságnak (mélységnek), ahol a vonal közepén mért optikai mélység $\tau = 1$.

Ha a vizsgálatot kiterjesztjük nemcsak a látható tartományra, hanem a gamma-sugaraktól egészen a rádiótartományig, a 3.2.8. ábrán látható eloszlást kapjuk a Nap színképében található sugárzás fluxussűrűségére. A legjelentősebb rész ebben a fotoszféra hőmérsékleti (fekete test jellegű) sugárzása, amely állandó. Ez dominál a látható színképtartományban, a közeli ultraibolyában és az infravörösben. A napállandóhoz az ultraibolya-tartomány 9%-kal, a látható sugárzás 40%-kal, az infravörös 51%-kal járul hozzá. Távolabb menve a látható tartományból már jelentős szerephez jut a kromoszféra és a korona hőmérsékleti sugárzása. Itt a 6000 K hőmérsékletű fotoszféra a *Planck-függvény* (a fekete test sugárzáseloszlási függvénye) csökkenése miatt már nem sugároz észrevehetően sem a távoli ultraibolyában, sem a rádiótartományban, a korona sugárzása viszont a millió fokos hőmérsékletek miatt itt nagyobb. Ezenkívül mind a gamma- és röntgentartományban, mind a rádióhullámok esetében jelentős szerepet játszanak a nemhőmérsékleti sugárzási mechanizmusok (szinkrotron-sugárzás, fékezési röntgensugárzás, plazmahullámok stb.). Ezek rendszerint a mágneses terekkel, az aktív jelenségekkel vannak kapcsolatban, tehát hozzájárulásuk a színképhez változó. Különösen a rövidhullámú (gamma-, röntgen-, ultraibolya-) tartományokban erősek ezek a változások, a napállandó 10^{-3} %-ának megfelelő nagyságúak. A nemhőmérsékleti eredetű rádióhullámok nem hordoznak nagy energiát, mindössze a napállandó 10^{-10} %-át, viszont sok információt adhatnak a keletkezésük helyén uralkodó fizikai állapotról.

A 3.2.8. ábrán láthatóan a napkitörések alkalmából erősen megnő a Nap rövidhullámú (ultraibolya és röntgen-) sugárzása, bár ez a növekedés az összenergiához képest nem jelentős. Mégis, mint ezt a 3.2.7. fejezetben látni fogjuk, a naptevékenység földi hatásai szempontjából ezek a sugárzásnövekedések döntő fontosságúak.

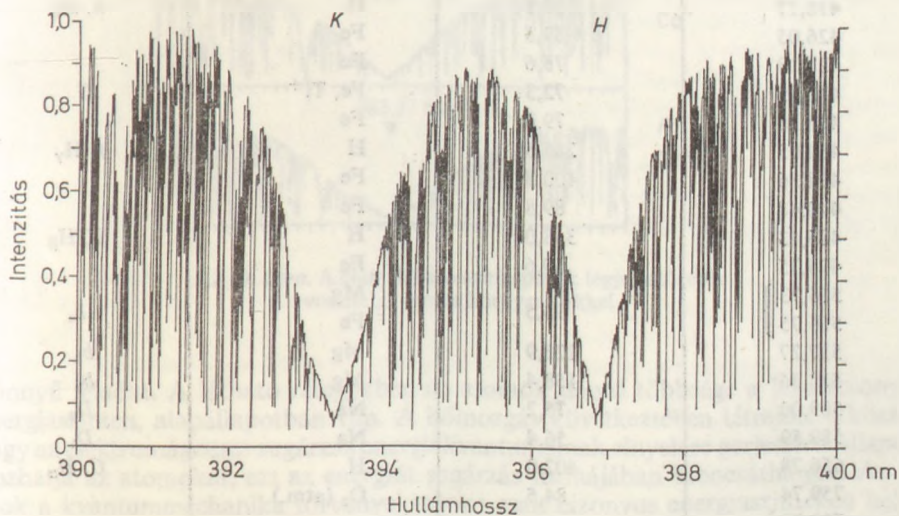
Az eddigiekben a folytonos színképpel foglalkoztunk. A látható és az infravörös tartományban a Nap anyagának átlátszatlanságáért, és így a folytonos színkép keletkezéséért a negatív hidrogénion (H^-) a felelős. A semleges hidrogénatom viszonylag könnyen le tud kötni egy elektront, H^- -ionná alakulva, melynek a kötési energiája $1,2 \cdot 10^{-19}$ J. A fotoszféra körülményei között ez az alakzat eléggé stabil. Viszont minden olyan foton, amelynek az energiája nagyobb, mint a H^- -ion kötési energiája, azaz amelyek a hullámhossza kisebb, mint 1665 nm, ki tudja szabadítani az elektront, és ismét semlegessé tenni a H-atomot. Mivel itt kötött—szabad átmenetről van szó, a fotonok energiája nincs olyan pontosan meghatározva, mint a színképvonalak keletkezésénél, ezért az elnyelés folytonos. Különösen hatásos a H^- -ion elnyelése 9 μm körül. A színkép e tartományában alig figyelhető meg szélelsötétedés, a fotoszféra anyagának nagy átlátszatlansága miatt.



3.28. ábra. A Nap teljes elektromágneses szinképe, a gamma-tartománytól a rádiótartományig. Látható, hogy a változások főleg a nagyon rövid és a nagyon hosszú hullámhosszak tartományában figyelhetők meg. SWC-vel a lassan változó komponens van jelölve, amely hónapos-éves időskálával változik, szemben a napkitörések perces-órás változásaival

Fordítsuk most figyelmünket a folytonos színek után a színekvonalakra. J. FRAUNHOFER 1814-ben a Nap színekében 674 sötét vonalat írt le, a legfeltűnőbbeket az ábécé nagy- és kisbetűivel jelölte meg. Ezeket a jelöléseket kis módosításokkal ma is használjuk. A műszerek tökéletesedésével egyre több színekvonalat sikerült kimutatni, a mai katalógusok kb. 30 000 vonal adatait tartalmazzák.

A Nap színekében található vonalak is azonosíthatók a különböző kémiai elemek atomjainak és ionjainak színekvonaláival, bizonyos molekuláris eredetű vonalak is megfigyelhetők. Ennek alapján először a Nap kémiai összetételének meghatározására használták fel a színekvonalakat. A nátrium *D*-vonalpárja mellett egyes protuberanciákban megfigyelt közeli *D*₃ jelzésű színekvonal alapján fedezték fel a héliumot, amely elem nevét is a Napról kapta. A földi légkör elnyelési vonalai is jelen vannak a Nap színekében, ezeket a Nap magasságával változó erősségük és a Nap forgása miatt bekövetkező *Doppler*-eltolódásuk hiánya alapján könnyen lehet azonosítani. Ha — FRAUNHOFERT követve — a színek vörös tartománya felől indulunk, az első két jelentős vonal a Nap színekében, az *A* és *B* jelűek, tulajdonképpen molekulásávok, és a Föld légkörében keletkeznek. A napfizikában rendkívül fontos, ha nem a legfontosabb, a *C* jelű vonal, ez nem más, mint a hidrogén *Balmer*-sorozatának első, *H*_α jelű vonala, általában ez a jelölése az elterjedtebb. A *Balmer*-sorozat más tagjai is megfigyelhetők a Nap színekében, az első tagok a *H*_α után a *H*_β, *H*_γ, *H*_δ, *H*_ε — ez beleesik egy másik erős színekvonal, az egyszerűen ionizált kalcium (*Ca II*) *H* jelű vonalának szárnyába —, majd innen a felső energiaszint sorszám szerint kezdik jelölni a következő vonalakat: *H*₈, *H*₉, a legutolsó még látható a *H*₁₇. Logikus, hogy a Nap színekében a hidrogén színekvonalai erősek, mert a Nap atomjainak 83,2%-a *H*, 16,6%-a *He*, a maradék 0,2%-ban viszonylag sok az *O*, *N*, *Mg*, *Si*, *C*, *S*, *Fe*, *Ca*, *Na*. A látható színek legerősebb két vonala a *Ca II*-ion *H*- és *K*-vonala (3.2.9. ábra). Erős még a *Na*-duplett (*D*₁, *D*₂). Ezek a vonalak azért erősek, mert ún. *rezonanciavonalak*: alsó energiaszintjük az adott atom legmélyebb energiaszintje, alapállapota; nyilvánvalóan ebben az állapotban található a legtöbb atom. A hidrogén rezonanciavonala, a *Lyman*-alfa (*Ly*_α, λ=121,1 nm) már az ibolyántúli tarto-



3.2.9. ábra. A Nap látható színekének legerősebb sötét vonalpárja, az ionizált kalcium *H*- és *K*-vonala

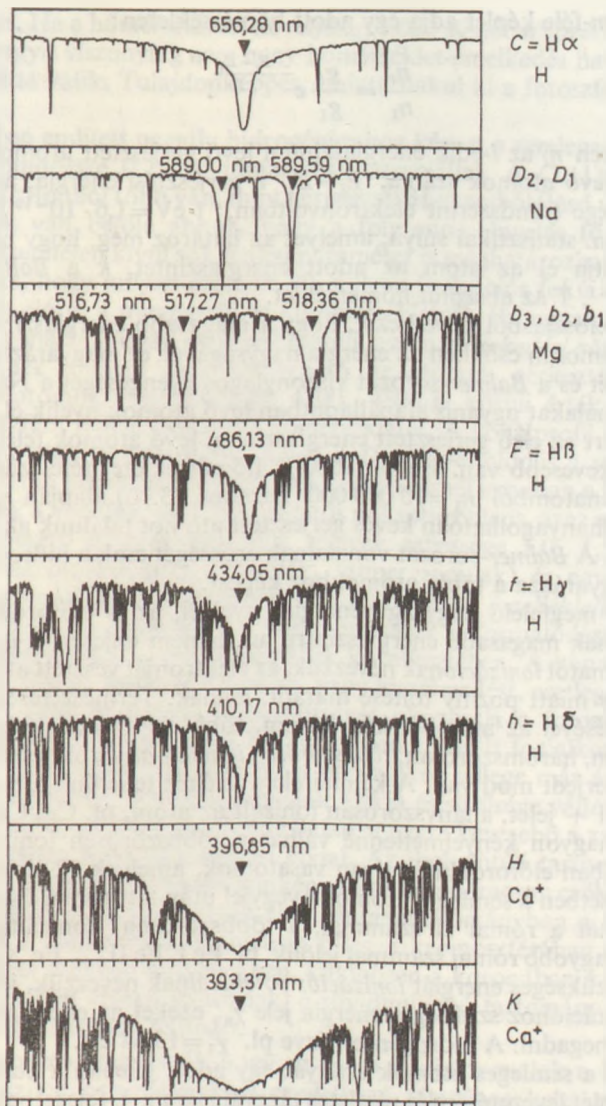
mányba esik, és valóban nagyon intenzív, fényes emissziós vonal. A nagyon nehezen gerjeszthető He-nak mindössze egy elnyelési vonala figyelhető meg a Nap színeképében, $\lambda = 1083,0$ nm-nél, a közeli infravörösben. A legtöbb vonal a vastól származik. Mindebből látható, hogy az egyszerű azonosításon túl a Nap légkörének mennyiségi kémiai analízise a színekép alapján nem olyan egyszerű feladat. Egy adott fotoszféramodellt és kémiai összetételt feltételezve kiszámítható az eredő színekép, ennek a megfigyelttel való összehasonlítása vezet a modell és az összetétel finomításához, mindaddig, amíg a valósággal megegyező eredményt nem kapunk.

Az elnyelési színeképvonalak jellemzésére szolgáló paraméter az *ekvivalens szélesség*, amely azt adja meg, hogy az adott vonal milyen széles lenne, ha benne az elnyelés 100%-os lenne, és az összes elnyelés változatlan maradna. (Az ekvivalens szélesség részletes tárgyalását lásd a 4. fejezetben.) Ez a paraméter kevésbé függ a vonalprofil mozgások miatti torzulásaitól. A napszínekép legfontosabb vonalainak hullámhosszát, ekvivalens szélességét, eredetét és jelölését a 3.13. táblázat tartalmazza, néhány jelentős vonal alakját és 4 nm-es környezetét a 3.2.10. ábra mutatja be.

Mint említettük, a Nap kémiai összetételének megállapítása a színekép alapján nem

3.13. táblázat A Nap színeképének legerősebb vonalai 390 és 760 nm között

Hullámhossz [nm]	Ekvivalens szélesség [pm]	Eredet	Jelölés
390,30	53,0	Fe	
393,37	2025,3	Ca ⁺	K
396,15	62,1	Al	
396,85	1546,7	Ca ⁺	H
404,58	117,4	Fe	
406,36	78,7	Fe	
407,17	72,3	Fe	
410,17	313,3	H	h, H ₅
426,05	59,5	Fe	
427,18	75,6	Fe	
430,79	72,3	Fe, Ti ⁺	G
432,58	79,3	Fe	
434,05	285,5	H	f, H ₇
438,36	100,8	Fe	
440,48	89,8	Fe	
486,13	368,0	H	F, H _β
495,75	69,6	Fe	
516,73]	93,5	Mg	b ₃
516,75]		Fe	
517,27	125,9	Mg	b ₂
518,36	158,4	Mg	b ₁
589,00	75,2	Na	D ₂
589,59	56,4	Na	D ₁
656,28	402,0	H	C, H _α
759,74	84,5	O ₂ (atm.)	
759,87]	112,0	O ₂ (atm.)	
759,88]			



3.2.10. ábra. A Nap látható színekének legjelentősebb vonalai, 4 nm-es környezetükkel

könnyű feladat. A látható rétegekben az atomok döntő többsége a legalacsonyabb energiaszinten, alapállapotban van. A hőmozgás következtében létrejött ütközések, vagy az elektromágneses sugárzás energiakvantumainak elnyelése gerjesztett állapotba hozhatja az atomokat, ezt az energiát sugárzás formájában kibocsáthatják. Az atomok a kvantummechanika törvényei szerint csak bizonyos energiaszinteken helyezkedhetnek el, ezek energiájának különbségét képesek elnyelni vagy kisugározni. Termodinamikai egyensúly esetén a különböző mértékben gerjesztett atomok elosz-

lását a *Boltzmann-féle* képlet adja egy adott hőmérsékleten:

$$\frac{n_i}{n_1} = \frac{g_i}{g_1} e^{-\frac{E_i - E_1}{kT}}. \quad (3.10)$$

Ebben a képletben n_i az i -edik energiaszinten levő gerjesztett atomok száma, n_1 az alapállapotban levő atomok száma, $E_i - E_1$ a gerjesztési energia, azaz az energiaszintek különbsége (rendszerint elektronvoltban, $1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ J}$), g_1 és g_i az energiaszintek ún. statisztikai súlya, amelyet az határoz meg, hogy hány különböző módon foglalhatat el az atom az adott energiaszintet, k a *Boltzmann-állandó*: $1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$, T az abszolút hőmérséklet.

A *Boltzmann-eloszlásból* következik, hogy a magasabb energiaszinteken levő atomok száma rohamosan csökken az energia nagyságával, ez magyarázza a rezonancia-vonalak erősségét és a *Balmer-sorozat* viszonylagos gyengeségét a Nap színeképében. A rezonancia-vonalakat ugyanis alapállapotban levő atomok nyelik el, míg a *Balmer-sorozat* vonalaiért az első gerjesztett energiaszinten levő atomok felelősek, amelyekből lényegesen kevesebb van. Ha pl. 8000 K hőmérsékletet tételezünk fel, és alapállapotú hidrogénatomból $n_1 = 10\,000\,000$ darabot, (3.10) alapján $n_2 = 16$, $n_3 = 2, 3$, $n_4 = 1, 5$, tehát elhanyagolhatóan kevés gerjesztett atomot találunk az alapállapotban levőkhöz képest. A *Balmer-sorozat* vonalainak erősségét csak a hidrogénatomok igen nagy száma magyarázza a többi atomokhoz képest.

Ha egy atom megfelelő nagyságú energiát nyel el, az is előfordulhat, hogy egy elektronja nemcsak magasabb energiaszintre jut, hanem teljesen el is hagyja az atomot. Ezt a folyamatot *ionizációnak* nevezzük, az elektronját vesztett atomot, amelynek az elektronhiány miatt pozitív töltése maradt, *ionnak*. Természetesen még nagyobb energia befektetésével az atomból két, három, több elektront is felszabadíthatunk, ekkor kétszeresen, háromszorosan, *többszörösen ionizált atomról* beszélünk. Az ionok jelölésére két elterjedt mód van. A kémiai elem jeléhez tehetünk a pozitív töltés jelképezésére annyi + jelet, ahányszorosan ionizált az atom, pl. Ca, Ca⁺, Ca⁺⁺. Ez a jelölés viszont nagyon kényelmetlenné válhat a többszörösen ionizált atomoknál, pl. a napkoronában előfordulnak olyan vasatomok, amelyek 12 elektronjukat vesztették el. Ilyen esetben a semleges atomot a vegyjel után tett római I számmal, az egyszeresen ionizáltat a római II számmal, a többszörösen ionizáltat az ionizáció fokánál eggyel nagyobb római számmal jelölik, pl. Fe I, Fe II, ... Fe XIII. Az elektron kiszakításához szükséges energiát *ionizációs potenciálnak* nevezzük, jele általában χ_1 . Az n -szeres ionizációhoz szükséges energia jele χ_n , ezeket az energiákat is általában eV-ban szokás megadni. A hidrogénre nézve pl. $\chi_1 = 13,54 \text{ eV}$.

Az ionizált és a semleges atomok arányát egy adott gázban a *Saha-egyenlet* adja meg (*Saha-egyenlet* levezetésére és részletes tárgyalására a 4. fejezetben visszatérünk):

$$\frac{n^+}{n} p_e = \frac{2u_1}{u_0} \frac{(2\pi m)^{3/2}}{h^3} (kT)^{5/2} e^{-\frac{\chi_1}{kT}}. \quad (3.11)$$

Ebben n^+ az ionok, n a semleges atomok száma, p_e az elektronok parciális nyomása, u_1 és u_0 az ionizált, ill. a semleges állapot statisztikai súlya (a $2u_1/u_0$ hányados általában 1 körüli nagyságrendű), m az elektron tömege, h a *Planck-állandó*, χ_1 az első ionizációs potenciál. A (3.11) egyenlet alkalmas a többszörösen ionizált atomok számának a kiszámításához is, ha a bal oldalra n^{++}/n^+ kerül, jobb oldalra χ_2 helyettesítésével kapjuk meg az értéket. Nézzük meg, hogy mit mutat a *Saha-egyenlet* hidrogénre! A hidrogén ionizációs potenciálja elég magas, 13,54 eV. A fotoszféra alsó rétegeiben, kb. $\tau = 6$ körüli $p_e = 200 \text{ Pa}$, $T = 8000 \text{ K}$, itt $n^+/n = 0,0028$, azaz a hidrogén gyakor-

latilag semleges. Ha a hőmérsékletet növeljük, 11 000 K-nél $n^+/n=1,35$, 12 700 K-nél $n^+/n=12,9$, vagyis viszonylag nem nagy hőmérséklet-emelkedés hatására a hidrogén teljesen ionizálttá válik. Tulajdonképpen emiatt alakul ki a fotoszféra alatti konvekciós zóna.

Az előzőekben említett negatív hidrogénionhoz képest a semleges H-atom ionként fogható fel, mindössze 0,75 eV ionizációs potenciállal. A (3.11) alapján $n_{\text{H}}/n_{\text{H}^-}$ kb. 10^7 , azaz H^- -ionból több van, mint gerjesztett H-atomból [lásd (3.10)], ezenkívül elegendően sok van belőle ahhoz, hogy a folytonos elnyelés fő okozója legyen.

A kémiai összetételen kívül sok fizikai paraméter is meghatározható a színeképvonalakból. Eleve az, hogy milyen atomok, ill. milyen ionizációs fokú ionok figyelhetők meg, már sokat elárul a nyomásról és a hőmérsékletről. Ha ugyanazon elem különböző erősségű vonalai alapján megszerkesztjük az ún. *növekedési görbét* (lásd a 4.9.5. fejezetben), ennek alapján meghatározható az atomok gerjesztési hőmérséklete. A semleges vasatomok vonalaiból pl. 4700...4800 K körüli érték adódik, ami jól mutatja a fotoszféra felfelé csökkenő hőmérsékletét. A vonalprofil alakjából az atomok mozgására lehet következtetni, mivel a *Doppler*-eltolódás a vonal kiszélesedésére vezet. A tisztán hőmérsékleti eredetű kiszélesedésnél azonban a Nap színeképében jóval szélesebbek a vonalak, ez a tény jelentős mikroturbulens, azaz a térbeli felbontás határa alatti méretű mozgásokra utal, melyek sebessége $1,0...1,5 \text{ km s}^{-1}$ körüli. Ezenkívül a makroturbulencia (granulák, szupergranulák) és egyéb mozgások is kimutathatók a vonalak eltolódásából. A 3.2.11. ábrán (mellékleten) látható napszínkép-részleten jól megfigyelhető a színeképvonalak deformálódása a granulákban és közöttük végbemenő fel-, ill. leáramlások következtében. A vonalprofil kiszélesedését okozhatja még az atomok ütközése, vagy kiszélesedést, esetleg felhasadást és a fény különböző fokú és fajtájú polarizáltságát okozhatja a fotoszféra anyagában jelenlevő mágneses tér, amellyel a 3.2.5. fejezetben külön is foglalkozunk.

A különböző hullámhosszakon nézve a napszínkép jellege más és más. A 3.2.10. ábrán megfigyelhető, hogy a színeképvonalak alakja és sűrűsége változik a különböző részekben, a rövidebb hullámhosszak felé haladva egyre kevesebb a zavartalan folytonos színekép, és egyre több az elnyelési vonal. Az ibolyántúli tartományban a főleg a fotoszférából származó folytonos színekép erőssége rohamosan csökken, kb. 170 nm alatt már alig látszik. Az ibolyántúli és a röntgentartományban a fényes emissziós vonalak uralkodnak a Nap színeképén, melyek főleg a kromoszférában és a koronában keletkeznek. Mivel ezekben a rétegekben, különösen a koronában a fizikai körülmények térben és időben erősen változnak, a rövidhullámú tartomány színeképvonalai, és azok fényessége is erősen változó.

A fejezet elején szó esett arról, hogy az egyes színeképvonalak a Nap légkörének meghatározott fizikai paraméterekkel rendelkező rétegében keletkeznek. Ha tehát egy olyan műszert alkotunk, amely a színeképből kiválasztott valamelyik vonal fényében alkot képet a Napról, akkor az ilyen *spektroheliogram*nak nevezett képen az adott réteg szerkezetei, változásai figyelhetők meg. A H_α -vonal a kromoszférában keletkezik, ezért a 3.2.2. ábra spektroheliogramján ennek szerkezete látható. Sokszorosan ionizált atomok ibolyántúli színeképvonalait kiválasztva, amelyek létezéséhez $10^5...10^9 \text{ K}$ szükséges, a napkorona alakzatait figyelhetjük meg (3.2.12. ábra, melléklet).

Végül néhány szó a napfoltok színeképéről, amelyről a 3.2.3.1. fejezetben bővebben is szó lesz. Ez — a foltok alacsonyabb hőmérséklete miatt — eltér a fotoszféra színeképétől, nagyjából egy hidegebb, K típusú csillagénak felel meg, molekulásávokkal (főleg TiO_2). Másik jellemzője a vonalak kiszélesedése és felhasadása a mágneses tér következtében.

3.2.3. A naptevékenység

Az előző fejezetekben szó esett a Nap állandó jellemzőiről, felépítéséről, sugárzásáról, színekéről. A földi élet számára döntő fontosságú, hogy a Nap sugárzása nagy pontossággal állandó, hiszen viszonylag kis változásai is beláthatatlan következményekkel járnának. A nyugalomban levő Nap felszínét egyenletesen borítják a granulák és szupergranulák, kromoszférajának szabályos szerkezete van, akár a H_{α} , akár a K -színeképvonal fényében nézzük, nincs különösebb kifényesedés benne.

A valóságban azonban a Nap csak igen ritka alkalmakkor látható ilyennek, a naptevékenységi minimumok idején összesen talán néhány hétre tehető azoknak a napoknak a száma, amikor teljesen nyugodt. Már időszámításunk kezdete előtt Európában is, Kínában is észrevették, hogy a Napon időnként sötét foltok láthatók. Erre olyankor nyílt alkalom, mikor egyenletes felhőfátyol takarta a Napot, vagy napkeltekor—napnyugtakor alacsonyan a látóhatár felett a légköri elnyelés annyira legyengítette vakító fényét, hogy szemszerűlés veszélye nélkül bele lehetett nézni. E korai megfigyelésekről aztán hosszú ideig elfeledkeztek, később az 1600-as évek elején G. GALILEI, C. SCHEINER és kortársaik végeztek rendszeres napfoltmegfigyeléseket. A jelenség első leírása után néhány évszázadig kevéssé törődtek vele, csak akkor fordult ismét az érdeklődés a napfoltok felé, mikor a múlt század közepén H. SCHWABE kimutatta a kb. 11 éves napfoltciklust, és nem sokkal később észrevették a párhuzamot a napfoltszám, a földmágneses háborgások és a sarki fények száma közt. Később, a H_{α} - és más színeképvonalak fényében végzett megfigyelések során több új jelenséget fedeztek fel a Napon, amelyek néhány hónaptól néhány percig terjedő időskálán változnak (protuberanciák, napkitörések stb.). E változások összességét nevezzük *naptevékenységnek*, egyes megnyilvánulásaiival a toábbiakban külön-külön részletesen foglalkozunk.

3.2.3.1. Napfoltok

Az első feljegyzés a Napon látott sötét foltokról az i. e. IV. századból származik, ARISZTOTELÉSZ egyik kedvenc tanítványának, THEOPHRASTOSNAK tulajdonítják. OVIDIUS és VERGILIUS is említik költeményeikben a napfoltokat. Európában azonban rendkívül kevés távcső előtti napfoltmegfigyelés maradt fenn, valószínűleg ARISZTOTELÉSZ hatására, aki a Napot a tiszta, makulátlan égi tűznek hirdette. Keleten, Kínában, Koreában, Japánban másképp viszonyultak az „égi jelekhez”, ezért jóval rendszeresebb feljegyzéseket találunk. Az első i. e. 165-ből származik, egy régi kínai krónikában olvasható: „A *wang* (király) írásjel jelent meg a napkorongon.” A távcső előtti időkből a keleti krónikákban mai ismereteink szerint 235, szabad szemmel látható napfolt megfigyeléséről történik említés, néhány esetben egymástól függetlenül több, különböző helyen készült krónikában is. Ezek a feljegyzések különösen a naptevékenység hosszú távú változásainak szempontjából értékesek.

Európában a nagyon kevés, szabad szemmel történt észlelés után az első napfoltmegfigyelések a távcső csillagászati alkalmazásának kezdetén, az 1610-es évek elején történtek. Majdnem egyidejűleg írták le a Napon látható sötétebb területeket T. HARRIOT, J. FABRICIUS, G. GALILEI és CH. SCHEINER. Közülük GALILEI volt az, aki megfigyelései alapján bebizonyította, hogy a foltok valóban a Nap felületén találhatók, és vele együtt forognak, nem pedig előtte elvonuló apró bolygók. GALILEI után C. SCHEINER végzett rendszeres foltészleléseket hosszabb ideig. 1630-ban megjelent monumentális munkájában már fél foknál kisebb hibával megállapította a Nap forgástengelyének helyzetét, észrevette, hogy a foltok az egyenlítővel párhuzamos, kb. az

északi és déli szélesség 30 fokáig terjedő szimmetrikus zónákban jelennek meg, továbbá, hogy a Nap forgása az egyenlítőnél gyorsabb, mint a pólusok környékén. SCHEINER után J. HEVELIUS megfigyeléssorozata érdemel említést az 1640-es évekből, ezután majdnem 200 évre abbamaradtak a rendszeres napfoltészlelések. Az új lendületet a napfoltciklus és a földi hatások felfedezése adta, 1850-től kezdve napjainkig folyamatosan folynak a megfigyelések, sőt külön megfigyelőhálózat, a napszolgálat követi a Nap változásait, aktivitását (lásd a 3.2.6. fejezetet).

A napfoltciklust H. SCHWABE fedezte fel, aki a Merkúron belüli bolygó keresése céljából 43 éven át végzett rendszeres napészleléseket. 1843-ban tette közzé felismerését, hogy nagyjából 10 évenként több napfolt figyelhető meg. Eleinte nem figyeltek fel a nem túl ismert csillagász közleményére, széleskörűen akkor vált ismertté, mikor A. v. HUMBOLDT (1769—1859) híres „Kosmos” című művének 3. kötetében ismertette SCHWABE adatait. A napfoltok számának jellemzésére R. WOLF 1848-ban bevezette a *napfolt-relatívszámot* (W , lásd a 3.2.6. fejezetet), és gondosan feldolgozva a GALILEI és SCHEINER óta végzett összes napmegfigyelést, 1700-ig vissza tudta követni a napfoltciklust, megállapítva annak pontosabb időtartamát, 11,1 évet. WOLF ezenkívül — másokkal együtt, de tőlük függetlenül — kimutatta a relatívszám és a földmágneses háborgások számának párhuzamos menetét a hosszú megfigyelési sorozatokból, továbbá a zürichi csillagvizsgáló igazgatójaként elindította a relatívszám mindennapos, rendszeres meghatározását. Ezt a feladatot a zürichi csillagvizsgáló 1981-ig végezte, ettől kezdve Brüsszel vette át a folytatást. Angliában R. CARRINGTON végzett jelentős munkát, 1853—61 közt végzett megfigyelései alapján pontosan meghatározta a Nap forgástengelyének helyzetét és forgási sebességét, amely elemeket ma is használunk (lásd a 3.2.1. fejezetet), kimutatta a differenciális rotációt, és azt, hogy a napfoltciklus során a foltok átlagos heliografikus szélessége csökken. Az utóbbi szabályszerűséget későbbi tanulmányozójáról és leírójáról *Spörer-törvénynek* is nevezik.

A fényképezés feltalálása a napfizikában is fejlődést hozott, 1874 áprilisában kezdődött egy egyedülálló vállalkozás, a Greenwich Photo-Heliographic Results (GPHR) kiadványsorozat, amely naponta egy napfényképen meghatározza a napfoltcsoportok pontos helyzetét és területét. A GPHR több, mint 100 évet magába foglaló anyaga a statisztikák százainak szolgált alapul. A sorozatot 1976-ban a greenwichi obszervatórium beszüntette, 1977-től az MTA Csillagászati Kutató Intézet Napfizikai Obszervatóriuma folytatja Debrecenben.

Egészen új korszakot kezdett a napfoltok tanulmányozásában G. E. HALE, a Mt. Wilson Observatory alapítója. Új, általa konstruált műszerek építésével a napfoltok több, alapvető fizikai jellemzőjét sikerült meghatároznia. 1908. június 25-én kimutatta, hogy a napfoltokban erős mágneses tér található. Ezután végzett megfigyelései során munkatársaival megállapította a napfoltok mágneses polaritáseloszlásának szabályszerűségeit, amelyet azóta is *Hale-törvénynek* neveznek.

Mai tudásunk szerint a napfoltok a fotoszférában úszó mágneses tér-koncentrációk, amelyekben — H. ALFVÉN magyarázata szerint — a mágneses nyomás hozzáadódik a hidrodinamikai nyomáshoz, és ez kb. 1500 K helyi lehűlést eredményez. A foltok aztán a földi légkör tornádóihoz hasonlóan mozognak a fotoszférában. A zavartalan fotoszférában jól látható a felszín alatti konvekciós zóna következményeként a *granuláció*, az egyes granulák látszó mérete 1"-2" körül van (750...1500 km), ez a távcsöveknek a földi légkör turbulens mozgásai által meghatározott felbontóképességéhez hasonló nagyságú. Nagy felbontású fotoszféraképeket, amelyeken az apróbb részletek is láthatók, csak magas hegyekre telepített, vagy léggömbön 10...20 km magasságba felbocsátott távcsövekkel lehet készíteni, továbbá mesterséges holdakról,

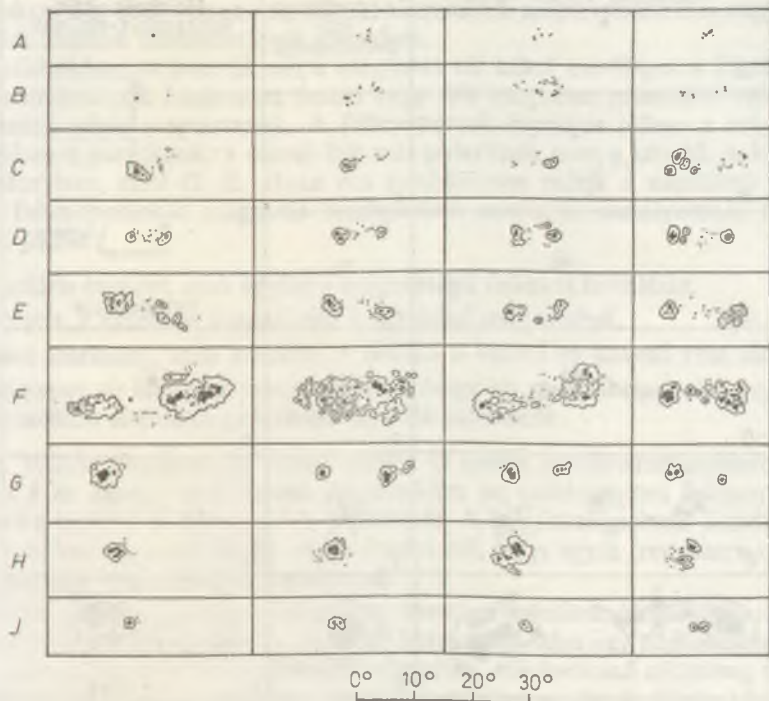
de ezekről sokáig még nem készítettek, a szükséges távcsövek nagysága miatt. Az amerikai űrrepülőgép (Space Shuttle) fedélzetén a Spacelab—2 kísérlet során 1985. augusztus 5-én készültek az első fotoszféra-felvételek egy 30 cm átmérőjű távcsővel egy kis napfoltról és környezetéről. Összehasonlításképpen a 3.2.13. ábrán (mellékleten) látható egy majdnem tengerszinten, kis távcsővel készített felvétel egy több, mint 4000 m tengerszint feletti magasságból készített felvétellel együtt. Jól látható a nagyobb távcső és nagyobb tengerszint feletti magasság előnyös hatása a kép részletgazdagságára.

A nagy felbontású fotoszféraképek alapján a granulák átlagos élettartamára 8...10 perc körüli értékek adódtak. Az állandóan változó granuláció háttérében időnként egy-két granulának megfelelő méretű, sötétebb képződmények jelennek meg, ezek a *pórusok*, néhányat lehet látni a 3.2.13. ábrán is. Ezek növekedhetnek, összeolvadhatnak, kialakul belőlük a napfolt vagy napfoltcsoport. Egy különálló, szabályos napfoltot mutat a 3.2.14. ábra (melléklet), amely a sztratoszférába felbocsátott ballonról készült. Látható, hogy a folt két, jól elkülönülő részre oszlik: a belső, jóval sötétebb, látszólag homogén rész az *umbra* (latinul árnyék), ezt veszi körül a kevésbé sötét, szálas szerkezetű *penumbra* (latinul félárnyék). Az umbra csak a környezetéhez viszonyítva sötét, fotometriai mérések alapján fényessége átlagosan 30%-a a környező fotoszférának, ami az 1500 fokkal alacsonyabb hőmérséklettel magyarázható. Ennek megfelelően az umbra színeképe is nagyjából egy hidegebb, *K* típusú csillagnak felel meg, színeképére jellemző még az egyes színekvonalak *Zeeman*-felhasadása az erős mágneses tér miatt. A felhasadások mértékéből meghatározható a mágneses tér fluxussűrűsége, tipikus értékére 0,2...0,4 T.

A pórusok élettartama néhány órától néhány napig terjedhet. Mérések szerint bennük már erős, 0,15 T nagyságú mágneses tér figyelhető meg. Többnyire összetartozó mozgások eredményeképpen a pórusokból napfoltok növekednek és alakulnak ki. Ez a folyamat nagyon gyorsan végbemehet, néhány nap alatt jelentékeny nagyságú, szabad szemmel is látható napfoltcsoport alakulhat ki olyan helyen, ahol azelőtt semmi nem volt. A nagyobb umbrák stabilabbak, hetekig, sőt hónapokig is létezhetnek, többszöri visszatérésük is megfigyelhető a Nap 27 napos forgási periódusa következtében. A 3.2.15. ábra (melléklet) naponkénti felvételeken mutatja be egy foltcsoport gyors kifejlődését, és vele párhuzamosan ugyanazokról a felvételekről egy öregebb folt lényegesen csekélyebb változásait.

A napfoltok ritkán fordulnak elő magányosan, többnyire napfoltcsoportokba tömörülnek. Ezek általában a Nap egyenlítőjével csaknem párhuzamosan elhelyezkedő, ebben az irányban megnyúlt képződmények. Két fő részre oszlanak, amelyet egy-egy nagyobb folt képvisel a csoport két végén, a Nap forgásiránya szerint elnevezett vezető és követő részre, ezért *bipoláris csoport*nak is szokták ezeket nevezni. Egy tipikus bipoláris csoportot mutat a 3.2.16. ábra (melléklet). Megfigyelhető, hogy a csoport fő része a vezető (jobb oldali) folt. Ez az esetek többségében szabályos, kerek formájú, és a csoport legnagyobb területű foltja. A követő rész fő foltja kisebb, vagy több umbrából áll közös penumbrában. A bipoláris foltcsoportok két fő része közt kisebb foltok, pórusok lehetnek, de az is előfordulhat, hogy az egész foltcsoport umbrái egy közös, elnyúlt penumbrában helyezkednek el.

A foltcsoportok alakjának rövid leírására először a zürichi obszervatóriumban dolgoztak ki egy osztályozást, amely az alkotók szerint nagyjából a fejlődési fázisokat jelenti *A*-tól *J*-ig terjedő típusjelölésekkel (3.2.17. ábra). Ezt tökéletesítette tovább P. McINTOSH, akinek osztályozását 1969 óta használják a napszolgálatban. Ebben a rendszerben még két kisbetűt is fűznek a csoport típusjeléhez, amely alapvetően a zürichi típus nagybetűjének felel meg, a kisbetűk a legnagyobb folt penumbrájának



3.2.17. ábra. A napfoltcsoportok osztályozása a zürichi obszervatóriumban kidolgozott típusok szerint

jellegét és a csoporton belüli folteloszlást jellemzik. A *McIntosh*-féle foltcsoport-típusokat a 3.2.18. ábrán mutatjuk be, az egyes betűk jelentése az ábraalírásban megtalálható. Mint látható, a zürichi *G* és *J* típusok kimaradtak a *McIntosh*-féle osztályozásból, mivel ezek tulajdonságait a kisbetűkkel is jól le lehet írni. Bár eredetileg a betűjelzéseket a foltcsoportok fejlődésének megfelelően próbálták kidolgozni, nem minden csoport járja végig az utat *A*-tól *F*-ig, a születő csoportok fele nem jut *B*-nél tovább.

Bár ma már tudjuk, hogy nem a napfoltcsoportok felelősek a naptevékenység földi hatásaiért, mégis a foltcsoportok nagysága és bonyolultsága összefüggésben van a bennük lejátszódó egyéb aktív jelenségek (pl. napkitörések) gyakoriságával. A foltcsoportok nagyságát területükkel lehet jellemezni, szokás megadni külön az umbra és külön a teljes foltcsoport (umbra + penumbra) területét. Egységnek rendszerint a Nap látható félgömbjének egymilliomod részét választják. A Nap méreteit figyelembe véve, 1 milliomodrész valamivel több, mint 3 millió km^2 , vagy 0,02 heliografikus négyzetfok (pontosan: 1 félgömb-milliomodrész = $3,0435 \cdot 10^6 \text{ km}^2 = 0,02063$ négyzetfok). A foltcsoport bonyolultságát pedig a *McIntosh*-osztályozás második és harmadik betűje jellemzi: az *a*, ill. *k* típusú foltok például lényegesen nagyobb változásokat, nagyobb aktivitást mutatnak, mint az *s*, ill. *h* típusúak, az *x*, *o*, *i*, *c* betűk pedig a mágneses mező térbeli változásának gyorsaságát, a mágneses gradiens növekedését jellemzik, ez is összefüggésben van a fleraktivitással. Sajnos, a *McIntosh*-féle osztályozás is csak a többé-kevésbé szabályos foltcsoportokra alkalmazható, használata kétséges az egymás közvetlen közelében születő, egymás fejlődését nagymértékben zavaró

Módosított zürichi típus	Legnagyobb folt penumbrája	McIntosh -féle foltcsoport-típusok
A		<div style="text-align: center;"> É K — Ny D 0 — 1 ívperc Folteloszlás </div>
B	<i>x</i>	
C	<i>r</i>	
D	<i>s</i>	<i>x</i>
E	<i>a</i>	<i>o</i>
F	<i>h</i>	<i>i</i>
H	<i>k</i>	<i>c</i>

10°
 15°

$2,5^\circ$

3.2.18. ábra. A napfoltcsoportok jelenleg legjobb, P. McINTOSH által kidolgozott morfológiai osztályozása, amely három betűből áll. Az egyes betűk jelentése a következő:

Első betű: módosított zürichi típus.

A egypólusú, unipoláris pórus, vagy póruscsoport, penumbra nélkül;

B bipoláris póruscsoport, penumbra nélkül;

C bipoláris csoport, az egyik polaritású foltok körül már kialakult penumrával (ha ennek a penumbrának a hossza nagyobb, mint 5° , a csoport típusjele már *D*);

D bipoláris csoport, mindkét polaritáson penumrával, a csoport hossza 10° -nál kisebb;

E ugyanaz, mint a *D*, de hossza $10^\circ \dots 15^\circ$ közötti;

F ugyanaz, mint a *D*, de a csoport 15° -nál hosszabb;

H egypólusú folt, penumrával, a kísérő kis pórusok 3° -nál közelebb vannak a nagy folthoz (ha a penumbra nagyobb 5° -nál, a csoport típusjele már *D*);

Második betű: a legnagyobb folt penumbrája.

x nincs penumbra;

r csökevényes penumbra;

s szimmetrikus, jól fejlett penumbra, $2,5^\circ$ -nál kisebb átmérővel;

h ugyanaz, mint az *s* jelű, de $2,5^\circ$ -nál nagyobb;

a aszimmetrikus penumbra, $2,5^\circ$ -nál kisebb átmérővel;

k ugyanaz, mint az *a* jelű, de $2,5^\circ$ -nál nagyobb.

Harmadik betű: a foltok eloszlása a csoporton belül.

x egyedülálló folt;

o nyitott csoport, a vezető és követő rész teljesen elkülönül;

i közbeeső típus, középen néhány penumbra nélküli kis folttal;

c zárt, tömör csoport, több, jelentős folttal középen, amelyek közül legalább egynek van penumbra (előfordulhat, hogy az egész csoport egyetlen penumbrában helyezkedik el).

csoportokra. Bár ezek viszonylag ritkák, aktivitásuk mégis rendszerint nagyon nagy, így a földi hatások szempontjából jelentősek.

A napfoltokban az umbrákban a mágneses tér közel merőleges a felszínre, ezért az egyes umbráknak határozott északi vagy déli mágneses polaritása van, amelyet életük során végig megtartanak. A foltcsoportok bipoláris jellege a mágneses tér eloszlásában is jelentkezik: a vezető folt más polaritású, mint a követő. A Mt. Wilson Observatoryban, ahol G. E. HALE óta rendszeresen mérik a napfoltok mágneses terét, a foltcsoportokat mágneses konfiguráció szerint is osztályozzák. Ezt görög betűkkel jelölik:

α unipoláris csoport, csak egyfajta mágnességű foltokat tartalmaz,

β bipoláris, a vezető és követő rész különböző mágnességű,

γ zavart szerkezet, nem különül el tisztán a vezető és követő rész mágnessége,

δ a mágneses tér eloszlása annyira zavart, hogy egy penumbrán belül, egymás közvetlen közelében ellentétes polaritású umbrák találhatók.

A Mt. Wilson Observatory adatai szerint az összes osztályozott csoportok 46%-a α , 53%-a β és 1%-a γ és δ típusú. Ugyanekkor ez utóbbi típusú foltcsoportokban fordul elő a legtöbb és legnagyobb napkitörés. A napfoltcsoportok mindig bipolárisként keletkeznek, csak életük végén fordul elő, hogy egyik (rendszerint a vezető) részük unipolárisként tovább fennmarad.

A bipoláris csoportokban a mágnesség eloszlása a felfedezőjéről *Hale-törvénynek* elnevezett szabályosságot követi: a vezető foltok polaritása egy napfoltcikluson belül állandó, de az északi és a déli féltekén ellentétes. A következő ciklusban ezek megcserélődnek. Az 1968-as napfoltmaximumban például az északi félgömbön a vezető foltok *déli* mágneses polaritásúak voltak, a déli félgömbön *északiak*. 11 év múlva, az 1979-es napfoltmaximumban északon északi, délen déli volt a vezető mágneses polaritás. Így a naptevékenység teljes, mágneses ciklusa kb. 22 év. Elterjedt a 11 éves ciklusok számozása is, amelyet a 3.14. táblázat tartalmaz (lásd még a 3.2.6. fejezetet).

A foltokban található mágneses tér jelentőségéről részletesebben a 3.2.5. fejezetben lesz szó. A tér szerkezete nagyjából a következő: az umbrák felszínre merőleges mágneses tere a fotoszféra feletti részekben legyezőszerűen széterül, mintha a fotoszférába egy arra merőleges tengelyű tekercset helyeztünk volna. A penumbrában a mágneses tér iránya tetszőleges lehet, akár a felszínnel párhuzamos is, lényeges viszont, hogy abszolút értéke nagyobb legyen 0,1 T-nál, ez a penumbra—fotoszféra határra jellemző érték.

A szabályos, egyedül álló, kerek foltok esetében két nevezetes jelenség figyelhető meg: a *Wilson-effektus* és az *Evershed-effektus*, mindkettőt felfedezőjükről nevezték el. A *Wilson-effektus* azt jelenti, hogy a napkorong pereméhez közeledve a nagyobb, szabályos kerek foltok jó része olyannak látszik, mintha egy sekély, tölesér formájú bemélyedés lenne a fotoszférában, az umbra mélyebben helyezkedne el, mint a penumbra. E bemélyedés nagysága néhány száz, esetleg ezer km. Az újabb kutatások szerint ez a jelenség nem a napfoltok tényleges bemélyedésével, hanem inkább az umbra anyagának nagyobb átlátszóságával magyarázható. A másik nevezetes jelenség, az *Evershed-effektus* a napfoltokban levő gázok radiális áramlását jelenti. A különböző színképvonalak *Doppler-eltolódását* megfigyelve megállapítható, hogy a penumbrában erőteljes (1...2 km/s sebességű) kifelé áramlás figyelhető meg a fotoszférában, a sebesség különböző mélységekben más és más, felfelé csökken. Bizonyos magasságban, kb. a fotoszféra—kromoszféra határon az áramlás irányt vált, a kromoszférában keletkező színképvonalak (pl. H_{α} , H_{β}) már 1...2 km/s befelé mutató

Sorszám	Minimum éve	Legkisebb simított relatívszám	Maximum éve	Legnagyobb simított relatívszám
1	1755,2	8,4	1761,5	86,5
2	1766,5	11,2	1769,7	115,8
3	1775,5	7,2	1778,4	158,5
4	1784,7	9,5	1788,1	141,2
5	1798,3	3,2	1805,2	49,2
6	1810,6	0,0	1816,4	48,7
7	1823,3	0,1	1829,9	71,7
8	1833,9	7,3	1837,2	146,9
9	1843,5	10,5	1848,1	131,6
10	1856,0	3,2	1860,1	97,9
11	1867,2	5,2	1870,6	140,5
12	1878,9	2,2	1883,9	74,6
13	1889,6	5,0	1894,1	87,9
14	1901,7	2,6	1907,0	64,2
15	1913,6	1,5	1917,6	105,4
16	1923,6	5,6	1928,4	78,1
17	1933,8	3,4	1937,4	119,2
18	1944,2	7,7	1947,5	151,8
19	1954,3	3,4	1957,9	201,3
20	1964,8	9,6	1968,9	110,6
21	1976,5	12,2	1979,9	164,5
22	1986,8	12,3		

mozgást jeleznek. Hangsúlyozandó, hogy az *Evershed*-effektus a *felszínnel párhuzamos* ki-, ill. beáramlást jelent a napfoltnál, nem pedig a felszínre merőleges mozgást.

A napfoltok, ill. a napfoltcsoportok csak összetevői a lényegesen több jelenséget magába foglaló *aktív vidékeknek* (lásd a 3.2.3.3. fejezetet), amelyek előfordulási gyakorisága viszont a *naptevékenységi ciklussal* változik (lásd a 3.2.6. fejezetet). A napfoltok a Nap felszínén, a fotoszférában figyelhetők meg, nézzük, hogy milyen aktív jelenségek találhatók feljebb, a kromoszférában!

3.2.3.2. Napkitörések (Nap-flerek) és protuberanciák

Míg a napfoltokat már több ezer éve ismeri az emberiség, az első napkitörést csak a múlt század közepén, 1859. szeptember 1-jén figyelte meg R. C. CARRINGTON angol csillagász, és az ugyancsak angol R. HODGSON. CARRINGTON éppen a napfoltok rajzolásával volt elfoglalva, mikor az egyik foltcsoportban két fényes foltot pillantott meg. Ezek annyira fényesek voltak, hogy arra gondolt, hogy kilyukadt az árnyékoló ernyő, és közvetlen napfény jutott a kivetítőernyőre, de a távcső mozgatásával meggyőződött róla, hogy a jelenség valóban a Nap felszínén van. A foltok fényessége gyorsan növekedett, és CARRINGTON a távcső mellől fölkelve más, független szemtanúkat is próbált keresni, de egy-két perc múlva visszatérve a jelenséget már nagyon elhalványulva találta. A „különös jelenséget” leírva CARRINGTON azt is megemlítette, hogy utána

kb. fél napra mágneses vihar és sarki fény volt megfigyelhető, de még nem akarta összefüggésbe hozni az eseményeket, pedig igaza lett volna.

A CARRINGTON és HODGSON által megfigyelt esemény, az ún. *fehér fler* nagyon ritka. Eddig több, mint egy évszázad alatt alig ötven alkalommal sikerült észlelni. Egy ilyen ritka, fehér flert, amelyet az MTA CsKi Napfizikai Observatóriumának Gyulai Megfigyelő Állomásán ROSTÁS SÁNDOR észlelt, a 3.2.19. ábra (melléklet) mutat.

A napkitörések tanulmányozását a G. E. HALE által a századfordulón kifejlesztett spektroheliográf és spektroheliószkóp tette lehetővé, amelyekkel a Napot a hidrogén H_{α} -vonalának a fényében lehet megfigyelni. Az 1930-as években B. LYOT és Y. ÖHMAN kristálylemezekből és polarizátorokból olyan fényszűrőt szerkesztettek, amelynek sáv szélessége szintén csak a kívánt 0,1...0,05 nm. A Lyot-szűrőhöz nem kell nagy spektrográf és nem tartalmaz mozgó részeket, mint a Hale-féle műszerek, ezért lényegesen egyszerűsítette a H_{α} -megfigyeléseket.

A hidrogénfényben végzett megfigyelésekből hamarosan kiderült, hogy a Napflerek nem is olyan ritkák. A naptevékenység maximuma idején napi 30, ..., 40, sőt 100 különböző nagyságú is megfigyelhető. A kutatások során azt is sikerült kideríteni, hogy a naptevékenység földi hatásaiért nagyrészt a flerek felelősek. Éppen ezért az 1957—58-as Nemzetközi Geofizikai Év során külön obszervatóriumhálózatot szerveztek a Nap folyamatos megfigyelésére, H_{α} -szűrőkkel felszerelve. Az ebben az időszakban készített rendszeres megfigyelések nagyon sok segítséget adtak a napkitörések statisztikai tulajdonságainak megismeréséhez.

Hogyan is zajlik le egy napkitörés? A 3.2.20. ábrán (mellékleten) egy tipikus nagy fler jellegzetes pillanatait követhetjük nyomon. A két felső kép magát a bonyolult szekezetű napfoltcsoportot mutatja fehér fényben, valamint a mágneses tér térképét (magnetogramot). A magnetogramon az északi polaritású mágneses teret fehér, a déli polaritásút fekete szín jelzi, a mágneses tér nélküli területek szürkék. A nyugodt kromoszféra képét mutatja a 7:34-kor készült kép (az időpontok világidőben értendőek). Ezen megfigyelhető az ún. *zéró-filamentum* is, amely a különböző mágneses polaritású területeket elválasztó ún. *nullavonalon* elhelyezkedő sötét képződmény, a kromoszféra fölött lebegő *protuberancia*. A 8:02-kor készült képen látható a filamentum aktivizálódása, az addig nem túl feltűnő képződmény nagymértékű fölerősödése. Ez gyakran megelőzi a nagy flereket. A filamentum anyaga erős turbulens mozgásba jön, és fölemelkedve „elszáll”. Alatta már láthatók a fler első kifényesedései. 8:21-re már kialakult a nullavonal mindkét oldalán a fler jellegzetes két fényes szalagja, a felsőnek a jobb oldali végén egy érdekes spirális alakzattal, amely gyakran előfordul nagy flereknél. A fényes szalagok fokozatosan távolodtak egymástól és a nullavonaltól, ez látható a 9:15-kor készült képen. A következő felvételen, 10:07-kor a fényes szalagok nagyon távol vannak egymástól, és már megfigyelhető a szintén csak nagy flereknél előforduló, az egyes szalagokat összekötő sötét *hurokprotuberancia-rendszer*. Az utolsó kép, 12:49-kor már a fler maradványait mutatja, a nyugalmi állapot már majdnem teljesen helyreállt. A képen bemutatott terület csak kis része a napkorongnak, hogy az egészhez képest is némi fogalmat lehessen alkotni egy nagy fler nagyságáról, a 3.2.21. ábra (melléklet) ugyanezt a flert mutatja az egész napkorongról készült H_{α} -felvételen.

A bemutatott fler a ritka nagyok közé tartozik. Az ennél kisebbek lényegesen gyakoribbak. A H_{α} -felvételeken a flerek mint viszonylag rövid életű, néhány perctől néhány óráig terjedő időtartamú erős kifényesedések jelentkeznek, többnyire az aktív vidékeken belül. Hogy valamennyire is jellemezzék nagyságukat, a fényképeken mért területük alapján különböző osztályokba sorolják őket. Ha területük kisebb, mint a lát-

ható napfelület milliomodrésznéek 100-szorosa (2,06 heliografikus négyzetfok), akkor *szubfler*ről beszélünk (jele: *S*). Ha 100 és 250 milliomodrész közé esik (2,06...5,15 négyzetfok), akkor 1-es nagyságú, ha 250...600 milliomodrész (5,15...12,4 négyzetfok) közé, 2-es nagyságú, ha 600...1200 milliomodrész közé (12,4...24,7 négyzetfok), 3-as nagyságú, míg ha 1200 milliomodrésznél (24,7 négyzetfoknál) nagyobb területű, 4-es nagyságú flerről beszélünk. A területet a legnagyobb fényesség idején kell mérni. A számjelzésen kívül 1976 óta egy betűt is hozzáfűznek, aszerint, hogy a H_{α} -képeken a napkitörés az átlagosnál fényesebb (*Bright*), az átlagosnál halványabb (*Faint*) vagy átlagos (*Normal*) volt. Így tehát beszélhetünk *SN* vagy *3B* nagyságú flerről. A kisebb napkitörések jóval gyakoribbak, a Nemzetközi Geofizikai Év alatt megfigyeltek 92,4%-a 1-es vagy szubfler volt, 7%-a volt 2-es és csak 0,6%-a 3-as vagy 4-es nagyságú. Ugyanakkor a nagy napkitöréseknek sokkal jelentősebbek a földi hatásaik.

Az optikai tartományban megfigyelték a fterek színeképét is. Ebben a napszínkép egyes sötét vonalai „megfordulnak”, világos, emissziós vonalakká válnak. Ez magyarázza azt is, hogy a H_{α} -színeképvonalra hangolt szűrőn keresztül fényképezve annyira fényesnek látszanak. Ebben a vonalban a sugárzás a szomszédos folytonos színekép 200...250%-át is elérheti, és az eredetileg kb. 0,2 nm széles sötét vonal 0,5...1,0 nm széles fényes vonallá válik. Ezek természetesen szélsőséges értékek, csak nagy fterekben fordulnak elő, és azoknak sem minden pontján. A hidrogén *Balmer*-sorozata rendszerint átfordul emisszióba, a napkorongon egészen a H_{22} -ig figyeltek meg megfordulást, a napperemen H_{37} -ig is. A kalcium *H*- és *K*-vonala is rendszerint megfordul, összesen kb. 500 *Fraunhofer*-vonala megfordulását figyelték már meg. A fterekben megfigyelt színeképvonalak nagyjából a kromoszféra vonalainak felelnek meg, bizonyos ionoktól származó vonalak erősebbek, semleges atomoktól származó vonalak pedig gyengébbek. Nagyon ritka esetekben egyes helyeken előfordul a folytonos színeképben is sugárzásnövekedés, „fehér fler”, ez nem haladja meg a folytonos színekép intenzitásának 10%-át, és csak az első néhány percben figyelhető meg. A színeképváltozások néhány perc alatt fejlődnek ki, intenzitásuk és tartamuk a fler nagyságától függ.

Mint az eddig leírtakból látszik, az optikai tartományban a fterek csak kis változásokat okoznak. A rövidhullámú (ultraibolya- és röntgen-) tartományban viszont jóval nagyobb fényességnövekedések figyelhetők meg. Egy-egy nagyobb napkitörés során a Nap ibolyántúli sugárzása többszörösére, röntgensugárzása több nagyságrenddel növekedhet. Az optikai tartományban a fler viszonylag „hidegebb”, kb. 10 000 K hőmérsékletű részeit látjuk, míg a röntgenmegfigyelések szerint egyes fterek legforróbb magjában 70 millió K hőmérsékletek is előfordulhatnak, tehát magasabbak, mint a Nap középpontjában!

A fterek röntgensugárzására is bevezettek egy osztályozást, amióta mesterséges holdakról rendszeresen mérik a Naptól érkező röntgensugárzást. Ebben a rendszerben a 0,1...0,8 nm hullámhossztartományban mért röntgenfluxus nagyságrendjét jelzi a betű, ami után egy szám következik, amely szorzótényező. Ha a fluxust $W m^{-2}$ -ben mérjük, a betűk a következők nagyságrendeket jelölik: *B*: 10^{-7} , *C*: 10^{-6} , *M*: 10^{-5} és *X*: 10^{-4} . A 3.2.19. és 3.2.20. ábrán bemutatott fler pl. az optikai tartományban *3B*, a röntgentartományban *X1* nagyságú volt, tehát a belőle érkező röntgenfluxus a 0,1...0,8 nm tartományban $10^{-4} W m^{-2}$ volt.

Az eddigi megfigyelésekből azt már sikerült kideríteni, hogy mi a *fler*: hirtelen, nagy energiefelszabadulás a Nap légkörének egy viszonylag kis térfogatában. A legnagyobb napkitörések közben egy-két óra alatt összesen 10^{26} J körüli energia szabadul fel, ami a Nap egy másodperc alatt kisugárzott energiámnységének felel meg.

Az is világos, hogy honnan jön a flerek energiája: csakis az aktív vidékek, a napfoltok mágneses tere tartalmaz — ennél lényegesen több — felhalmozott energiát. A flerek és a mágneses terek kapcsolata egyébként is szembeötlő. Lényegesen gyakoribbak és nagyobbak a napkitörések a mágnesesen bonyolult (γ , δ) szerkezetű foltcsoportokban, és ott is akkor, amikor nagy a mágneses gradiens, azaz egymáshoz nagyon közel található ellentétes polaritású umbrák. A 3.2.19. ábrán is jól látható, hogy a napkitörés az ellentétes mágneses polaritású területeket elválasztó nullavonal két oldalán, azzal párhuzamosan fejlődött ki. A mágneses térrel való kapcsolat tehát kétségtelen, nem világos azonban, hogy pontosan milyen fizikai folyamatok játszódnak le a flerek során. Pontosán ilyen célból szervezték az 1979—81 során lezajlott Nap Maximum Év nemzetközi megfigyelési programot, amelynek során sokféle, különböző műszerrel, többek között mesterséges holdakról is rendszeresen megfigyelték az egyes aktív vidékeket és a bennük lezajló flereket. E megfigyeléssorozat kiértékelése most folyik, abból a szempontból, hogy milyen módon gyűlik össze a napkitörések energiája, az összegyűlt energia hogyan szabadul fel, és ez a zavar aztán hogy terjed tovább a bolygóközi térben.

A flerekre vonatkozó elméletek jelenlegi elképzelései szerint az ellentétes mágneses terek találkozásánál, valahol fent a napkoronában alakul ki egy instabilitás, ahol az ellentétes irányú terek megsemmisítik egymást, és eközben felszabadul a bennük elrejtett energia. Az energiafelszabadulás során az ott levő töltött részecskék, elektronok, protonok nagy sebességekre gyorsulnak fel. Egy részük kifelé elszabadul, létrehozva a fler részecskesugárzását, más részük a mágneses erővonalak mentén lezúdul a kromoszfárába, és azt felhevíti. Az optikai tartományban megfigyelhető két fényes szalag az erővonalhurkok talppontjait köti össze. A kezdeti gyors felmelegedés után a lehűlés lassúbb, a későbbiekben a kromoszférából „elpárolgott”, majd kihűlt anyag válik láthatóvá a hurokprotuberancia-rendszerben. Ez az általános kép felel meg legjobban a megfigyeléseknek. A 3.2.22 ábrán (mellékleten) látható egy fler, amelyben a kedvező geometriai körülmények miatt majdnem pontosan a tengelye irányában, a nullavonal mentén láthatjuk a szalagokat, és jól látható a fler-szalagokat összekötő hurokrendszer is. Mégis azt kell mondani, hogy jelenleg még a napkitörések elmélete messze van attól, hogy a megfigyelt jelenségeket teljesen és pontosan megmagyarázza.

A napkitörésekkel némileg rokonságban vannak, de nem tévesztendő össze velük a *protuberanciák*. A latin szó eredetileg nyúlványt, kitüremkedést jelent. Első megfigyeléseik még spektroszkóppal történtek, a megfigyelők észrevették, hogy a H_{α} -vonal nem szűnik meg a napkorong szélénél, hanem fényes vonalként jelenik meg időnként a napkorongtól kisebb-nagyobb távolságra megfigyelhető. Mint helyesen feltételezték, a Nap anyagának, pontosabban a kromoszférának voltak ezek a felszín fölött lebegő darabjai, innen az elnevezés. Sok esetben igen hasonlóak voltak a napfogyatkozások során a kromoszféra felett szabad szemmel is látható fényes gázfelhőkhöz. Magyarországon FÉNYI GYULA 1885-ben, a kalocsai érseki gimnázium tetejére épített napobszervatóriumban elkezdte ily módszerrel a protuberanciák folyamatos észlelését, és egészen 1917-ig folytatta megfigyeléseit, amelyeket a kalocsai Haynald Obszervatórium közleményeiben publikált. Ez a leghosszabb olyan megfigyelési sorozat, amelyet ugyanaz a megfigyelő, ugyanazzal a műszerrel és módszerrel végzett! A protuberanciákra vonatkozó első komolyabb statisztikai vizsgálatok ezen alapultak.

A későbbi spektroheliogramokon a protuberanciákat már nemcsak a napkorong peremén túl, hanem magán a korongon is lehetett látni, csak a fényes háttéren mint sötét, fonálszerű képződmények jelentkeztek, ezért szintén latin eredetű szóval *fila-*

mentumnak nevezik őket. Hogy a kettő tulajdonképpen egy és ugyanaz, a 3.2.23. ábra (melléklet) mutatja, ezen egy filamentum látható, amint túlnyúlik a napkorong szélén, és ott mint fényes protuberancia jelenik meg. Fizikailag ez teljesen érthető, a kromoszféra felett lebegő gázfelhő (döntő részben hidrogén) elnyeli a kromoszféra sugárzását, és utána újból kisugározza, de minden irányba, így visszafelé is. Az összes sugárzás erőssége így gyengébb, mint a háttér, viszont sötét háttér előtt épp eléggé fényes.

A protuberanciákat már sokan és sokféleképp próbálták osztályozni, de alapvetően két típusuk van: a nyugodt és az aktív (eruptív) protuberanciák. Ha megnézzük bármelyik H_{α} -képet (3.2.2. vagy 3.2.21. ábra), láthatók rajtuk a sötét filamentumok, ezek nyugodt protuberanciák. Hosszú hónapokig élhetnek ezek a gázfelhők, miközben alakjuk lassan, de nem lényegesen változik. A nyugodt protuberanciák is kapcsolatban vannak a mágneses terekkel: a fotoszférában levő háttér-terek nagyobb területeken hol északi, hol déli polaritásúak. Az ilyen nagy területek határán, ismét csak a polaritásválasztó nullavonalon fekszenek a filamentumok. Hasonló jellegű nyugodt protuberanciák figyelhetők meg a foltsoportok belsejében. Az alapvető különbség, hogy az aktív vidékekben levő protuberanciák magassága kisebb. A nyugodt helyeken levő filamentumok magassága néhány tízezer km is lehet a kromoszféra felett, hosszúságuk elérheti az egymillió kilométert, vastagságuk 5...10 ezer km. Nagy felbontású képeken látható, hogy a protuberanciák hosszában elhelyezkedő ívekből állnak, mint egy régi római vízvezető híd. A protuberancia anyagát a benne levő 0,0005...0,001 T fluxussűrűségű mágneses tér tartja fenn lebegve, mint egy függőágyat, bár a mágneses erővonalak pontos szerkezete még nincs tisztázva.

Nyugodt protuberanciákról volt szó eddig, de ezek is aktivizálódhatnak valamilyen ok miatt. Vagy a közelben lezajló napkitörés, vagy csak a mágneses tér változásai miatt előfordulhat olyan helyzet, hogy a protuberanciát fenntartó tér „kinyílik”, és ezzel a protuberancia anyaga is felfelé elszáll, néhány száz km/s sebességgel. Egy ilyen jelenséget mutat a 3.2.24. ábra (melléklet). A nyugodt protuberanciák óriási méretei miatt egy ilyen felszálló protuberancia jelentős nagyságot is elérhet, mint pl. a 3.2. I. színes ábrán (mellékleten) látható. Nem mindig sikerül megfigyelni a protuberancia elszállását, sok esetben csak azt lehet megfigyelni, hogy egy hosszú ideig létező filamentum hirtelen, egyik órától a másikra eltűnik. Ennek a jelenségnek, a filamentumok eltűnésének külön elnevezése van az idegen nyelvű szakirodalomban: „disparition brusque” (DB), azaz franciául „hirtelen eltűnés”. Egy tipikus DB-eseményt mutatnak a 3.2.25. ábra (melléklet) fényképei.

A nyugodt protuberanciák aktivizálódása már átmenet az eruptív protuberanciák és a flerek felé. Sok esetben a nagyobb flereket megelőzi a zéró-filamentum aktivizálódása, elszállása, mint a 3.2.20. ábrán is láthattuk. Ebben az esetben a mágneses tér szerkezetének változása viszi magával a protuberancia anyagát. A tényleges eruptív protuberanciák esetében már valóban anyagkidobás történik a Nap kromoszférajából, amely anyagfelhő aztán a mágneses erővonalak által vezetve különböző pályákon haladva vagy visszaesik a kromoszférába, vagy elérve a szökési sebességet, végleg távozik a bolygóközi térbe. A legnagyobb sebességek, amelyeket aktív protuberanciákban mértek, jóval meghaladják az 1000 km/s értéket. A Nap felületén a szökési sebesség 620 km/s, ez felfelé csökken, így az ennél gyorsabb anyagcsomók kiszabadulhatnak a Nap vonzásából. Egy eruptív protuberanciát a 3.2.26. ábra (melléklet) mutat. Megfigyelhető, ahogy a felemelkedő anyagot a mágneses tér görbült pályára kényszeríti. A felemelkedési sebesség ebben a protuberanciában nem érte el a 100 km/s-et. A napfoltok külső határa közelében gyakran megfigyelhetők 10...20 perc alatt 100...200 ezer km magasságra emelkedő és visszahulló eruptív protuberanciák (ezek angol neve *surge*). Ezek közül a nagyobbak kapcsolatban lehetnek a flerekkel is.

Más esetekben is előfordulhat, hogy egy-egy nagyobb napkitörés során vagy egy meglévő protuberancia anyaga dobódik ki, vagy a flerből indul ki egy aktív (eruptív) protuberancia.

Még egy érdekes protuberanciátípus, amely a flerekkel kapcsolatos, a fler utáni *hurokprotuberancia-rendszer*. Ez is a nagy flerek utolsó stádiumában látható, néhány km/s sebességgel felfelé táguló hurkok rendszere, amely a napkorongon sötét, a peremen világos. A hurokrendszer látható a 3.2.20. ábra utolsó előtti képén, másik hurokrendszer fejlődését a 3.2.27. ábra (melléklet) mutatja.

Mint e fejezetből látható, a napkitörések és a protuberanciák bár kapcsolatban állhatnak egymással, mégis különböző jelenségek. A közös bennük az, hogy mindkettőt a H_{α} -vonal fényében lehet jól megfigyelni a földfelszínről, mert kromoszférikus, vagy a fölött játszódó jelenségek. *Protuberanciának* nevezünk minden, a Nap kromoszférája fölött található gázfelhőt, amely a napkorongon sötét is, világos is lehet, hőmérsékletétől függően. A *napkitörés (Nap-fler)* viszont nem más, mint hirtelen energiafelszabadulás, amely a kromoszféra hirtelen felhevítésével jár. Ennek következtében előfordulhat erről a területről anyagkidobás, eruptív protuberancia.

3.2.3.3. Az aktív vidékek fejlődése

Mint az előzőekben már szó esett róla, manapság már nem napfolttevékenységről, hanem naptevékenységről beszélünk, amelynek egyik, még csak nem is legfontosabb megnyilvánulásai a napfoltok. A napfoltcsoport helyett is inkább az *aktív vidék* elnevezés használatos, amely összefogja az aktivitással kapcsolatos jelenségek egész sorát a Nap légkörének teljes vastagságában. Az „aktivitás” kifejezést a Nap jelenségeivel kapcsolatban elég nehezen lehet körülírni, általában bizonyos gyors időbeli változásokat, vagy gyorsan lefolyó jelenségek gyakori előfordulását jelöljük vele. Maga az aktív vidék kiterjed a fotoszférára, kromoszférára és koronára, életkorától és fejlődési állapotától függően különböző aktív jelenségek játszódnak le benne, ezeket a különböző hullámhosszakon megfigyelve változatos módon tanulmányozhatjuk. Az egyes aktív vidékek méretei és élettartama nagyon eltérő lehet, néhány órától néhány hónapig, a méretek a fejlődési stádiumtól is erősen függnek.

Az aktív vidék legfontosabb jellemzője a mágneses tér, ennek megjelenése indítja el azokat a jelenségeket, amelyek elkülönítik az aktív vidéket a környező nyugodt naplégkörtől. A napfoltokban található mágneses térről szó volt már, de a mágneses tér nemcsak a napfoltokban figyelhető meg. Részletes fizikai szerepéről a 3.2.5 fejezetben lesz szó, most csak annyit szükséges megemlíteni, hogy a foltokon kívüli gyenge mágneses terek mint *fáklyák* figyelhetők meg. A fáklyák a foltcsoport környezetében látható fényesebb képződmények, amelyek a nagy felbontású képeken apró, ívmásodperc, vagy annál kisebb méretű fényes pontokból állnak össze. Fehér fényben a napkorong pereme felé láthatók jól. A 3.2.28. ábra (melléklet) mutat néhány napfoltot a peremhez közel, a környező fáklyamezővel. A fáklyákban a fotoszféra hőmérséklete kevésbé csökken a magassággal, kb. 100 K-nel lehet magasabb a felső rétegekben. Ezért is láthatók a napkorong szélén, mert itt a fotoszféra hidegebb részeivel a kontraszt nagyobb. A napkorong közepén mélyebbre látunk, a forróbb rétegekig, így a fáklyák fényét ez elnyomja. A fotoszférikus fáklyákon kívül a kromoszféraképeken láthatók a *kromoszférikus fáklyák*, melyek nemzetközi angol neve *plage*. A 3.2.29. ábrán (mellékleten) összehasonlítható a fotoszférában látható napfoltcsoport, a mágneses tér eloszlása a fotoszférában, valamint a két különböző színképvonal, a H_{α} - és a kalcium *K*-vonala fényében készített spektroheliogram a kromoszféráról. A ké-

pen jól látható, hogy a mágneses terek nemcsak a napfoltokban mérhetők, hanem behálózzák az egész fotoszférát. Ezen a képen is az északi mágneses teret fehér, a déli mágneses teret fekete, a mágneses tér nélküli helyeket szürke szín jelzi. Megfigyelhető a bal felső részen egy nagy aktív vidék, a hozzá tartozó mágneses térrel, továbbá az is látható, hogy a mágneses tér (akár sötét, akár világos) felett található kromoszféra fényesebb. Ez különösen jól jelentkezik a kalcium K -vonalában készült képen. A K -spektroheliogramon az egész fotoszférára kiterjedő mágneses hálózat fényes hálózatként látható, ez adja a kép narancsra emlékeztető szerkezetét. A mágneses terek és a fényes K -hálózat a szupergranulák határainak felel meg. Ugyanezen a K -képen az aktív vidékek mint fényes területek láthatók, ezek a fényes területek a *kromoszférikus fáklyák*. Mivel a kromoszférikus fáklyák szoros összefüggésben vannak a mágneses terekkel, az egy fáklyamezőben (plage-ben) található foltokat veszik össze egy aktív vidéknek. A fényes részek megfigyelhetők a H_{α} -képen is, de az is látható, hogy ennek a szerkezete már egészen más. A H_{α} -képeken felbukkanó fényes kromoszférikus fáklyák szorosabban kapcsolódnak az aktív vidékek mágneses teréhez, a K -képen látható kromoszférikus hálózat, a szupergranuláció nem tűnik elő.

A kromoszféra fölött, a koronában az aktív vidékek lényegesen fényesebbek. A 3.2. II. színes ábrán (mellékleten) látható, hogy a kromoszférában csak kifényesedésként jelentkező aktív vidékek a koronában mennyivel feltűnőbbek. Ez is az aktív vidék mágneses terének következménye.

¶ Az aktív vidékek születése egy nehezen tetten érhető folyamat. Nagyon gyorsan zajlik le, tehát a legelső pillanatokról még kevés információ gyűlt össze. Mivel ennek megfigyeléséhez a Nap állandó megfigyelése szükséges, ez a feladat is csak nemzetközi együttműködéssel oldható meg. Ami keveset tudunk az első pillanatokról, az ilyen együttműködések eredményeként született. A fotoszférában először a granulációt deformálja a felbukkanó mágneses tér, majd egy póruspár jelenik meg. Egyidejűleg a kromoszférában is feltűnő változások történnek: a K -spektroheliogramon a mindenütt jelenlevő hálózat egyik cellája, amelyben a pórusok vannak, „megtelik” emisszióval, azaz nemcsak a cellahatár, hanem az egész cella területe kifényesedik. A H_{α} -képeken még jellegzetesebb a felbukkanó mágneses tér: az ellentétes mágneses polaritású pórusokat az átlagosnál sötétebb szálacskák kötik össze, de ezek a szálacskák kiterjedt, elmosódott fényes háttérbe vannak beágyazva.

Ez a stádiuma az aktív vidék fejlődésének néhány napig tart, amíg egy jól fejlett bipoláris csoport ki nem alakul. A 3.2. 15. ábrán látható, hogy a foltcsoport kifejlődése közben a vezető és követő részek erősen széttartó mozgást mutatnak, az egyes pórusok sebessége elérheti, sőt meghaladhatja a 0,5 km/s-et is. Ugyanakkor az azonos mágneses polaritású pórusok gyakran összetartó mozgást végeznek, és összeolvadnak, így alakítva ki a nagyobb foltokat. Az aktív vidékek fejlődésének e szakaszában gyakoriak a napkitörések, a mágneses tér bonyolultságától függően. A bipoláris csoport kialakulása után a mágneses tér további növekedése a foltcsoportot tovább növelheti, amíg a hosszúsága 15...20 heliografikus fokot is eléri. Megjegyzendő azonban, hogy a kifejlődés eddig felsorolt bármely szakaszában abbamaradhat a növekedés, és nagyjából hasonló sebességű felbomlás indulhat meg. Nagyon sok foltcsoport nem nő tovább a póruspár állapotánál.

A 7...10 nap alatt teljes nagyságúra kifejlődött napfoltcsoport körül és fölött kialakult már az aktív vidék tipikus szerkezete, a fáklyamező a fotoszférában és a kromoszférában, a nullavonalon fekvő zéró-filamentum, a koronában található fényes koronakondenzáció. Gyakoriak a napkitörések, ha a foltcsoport mágneses szerkezete eléggé bonyolult, ezek kapcsolatban vannak az egyes foltok mozgásaival, változásaival. A követő rész foltjai általában nemcsak szétszórtabbak, hanem rövidebb életűek

is, a legnagyobb fejlettség állapota után bekövetkező felbomlás során ezek szűnnek meg hamarabb. Érdekes módon, a vezető (fő) foltja a csoportnak jóval stabilabb, területcsökkenése kb. azonos sebességű, nagyságától függetlenül, így a foltcsoport életének későbbi szakaszában egyedül marad, legfeljebb néhány kisebb megmaradt követő polaritású pórusal, esetleg több körülfordulást is megérve, míg teljesen eltűnik. Ezután az aktív vidék már csak a fotoszférikus és kromoszférikus fáklyamezőből áll, amelyek erőssége lassan csökken, amíg teljesen bele nem olvad a háttérbe.

Ez a leírt folyamat a tipikus bipoláris foltcsoporttal rendelkező aktív vidékekre vonatkozott. Előfordul azonban, hogy az aktív vidéken belül új aktivitás, új foltcsoport bukkan fel, még mielőtt a régi eltűnt volna. Bár számszerűleg az ilyen, tulajdonképpen osztályozhatatlan foltcsoportok ritkák, az összesnek 5...10%-ánál nem gyakoribbak, mégis nagy jelentőségűek, mert a mágneses tér bonyolultsága miatt ezekben a legnagyobb a flergyakoriság, és ezekben játszódnak le a legnagyobb napkitörések. Az ilyen bonyolult foltcsoportok lehetőséget adnak a mágneses terek kölcsönhatásának és fejlődési törvényszerűségeinek tanulmányozására.

Tisztán a mozgások alapján megkülönböztethető az „új” és „rég”i” aktivitás-fellobbanáshoz tartozó napfolt. Az új aktivitáshoz tartozó foltok gyorsabban mozognak, és ha találkoznak a régi aktivitás foltjaival, szabályosan visszapattannak róluk, kikerülnek őket. Mint már szó volt róla, az azonos aktivitás-fellobbanáshoz tartozó foltoknál gyakran megfigyelhető a foltok összeolvadása. A régi és az új aktivitás foltjai viszont sohasem keverednek össze!

Az ilyen bonyolult szerkezetű, kölcsönható foltcsoportok gyakrabban fordulnak elő az *aktív hosszúságokon*. Ez a fogalom az utóbbi évtizedekben terjedt el. A naptevékenység statisztikai jellemzőit megfigyelve feltűnt, hogy a Nap egyes területein az átlagosnál gyakrabban jelentkeznek aktív vidékek. Ezeket nevezik aktív hosszúságoknak. Egy-egy ilyen aktív hosszúság néhány évig marad fenn, és bizonyos mértékig a naptevékenységi ciklusra is befolyással van. A naptevékenységi ciklusra részletesebben a 3.2.6. fejezetben térünk vissza.

3.2.4. A napkorona és a napszél

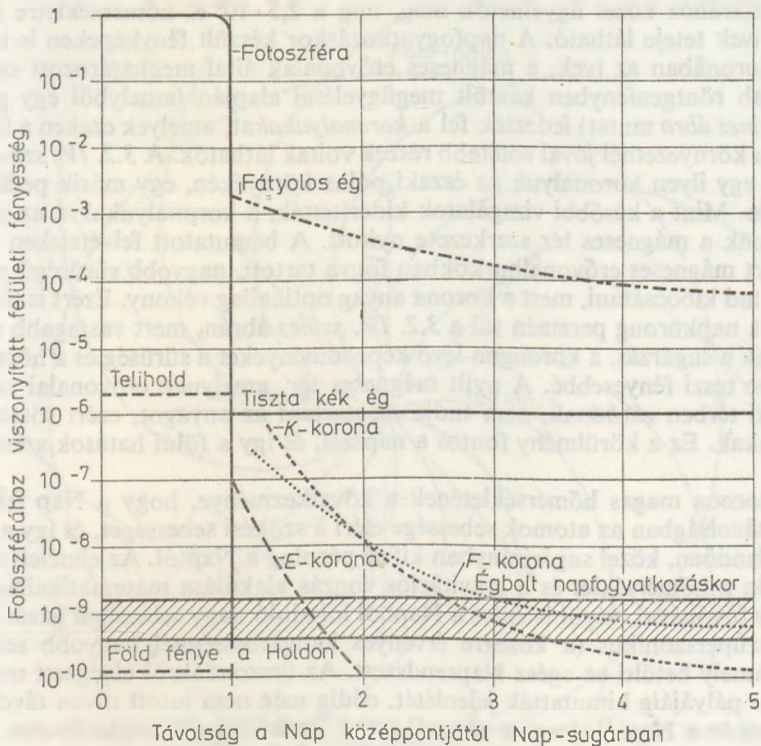
A teljes napfogyatkozások alkalmával, mikor a Hold már eltakarta mind a fotoszféra, mind a kromoszféra fényes rétegeit, láthatóvá válik a *napkorona* gyöngyházfényben világító rétege. Ez a naplégkör legkülső része, amely folyamatosan megy át a bolygóközi térbe és a napszélbe. A korona tanulmányozására hosszú időn keresztül csak a teljes napfogyatkozások adtak alkalmat, ezért egészen századunk közepéig a napfizikusok költséget és fáradságot nem kímélve expedíciókat szerveztek távoli vidékekre, ahol a napfogyatkozás totalitási zónája húzódott, esetleg csak annyi eredménnyel, hogy a megfelelő öt percben a felhőzet meghiúsítsa a megfigyelést. Bár az expedíciókat manapság is szervezik, de jelentőségük a *koronográf* megalkotása (lásd a 3.2.1. fejezetben), és különösen a légkörön kívüli űrészlelések óta lényegesen esökkent.

A napfogyatkozásakor megfigyelt korona fényessége erősen változó, a napkorong peremétől kiindulva gyorsan csökken. Fénye több komponensből áll, amelyek eredete különböző. Ezeket *K*-, *F*-, ill. *E*-korona néven említik. Az *F*-korona nevét a színekében megfigyelhető *Fraunhofer*-vonalakról kapta, ez tulajdonképpen nem is tartozik a Nap légköréhez, hanem a bolygóközi térben lebegő porszemeken visszaverődő fény. Mivel itt egyszerű tükrözésről van szó, ez a fény majdnem pontosan megegyezik a fotoszféra fényével, ezért tartalmazza a *Fraunhofer*-vonalakat. A *K*-korona, amely

a folytonos színképéről (Kontinuum) kapta az elnevezését, szintén visszavert fényben világít, de ez a fény a napkoronában levő szabad elektronokon szórt fotoszférafény. A napkoronában uralkodó millió fokos hőmérsékletek miatt az atomok sokszorosan ionizált állapotban vannak, ezért sok a szabad elektron. Az átlagos sűrűségük néhány-szor 10^{14} m^{-3} a nyugodt belső koronában, a kissé zavart területeken 5...20-szoros, a koronakondenzációkban, az aktív vidékeken az elektronsűrűség elérheti a 10^{16} m^{-3} értéket is. Az elektronokon való fényszóródás miatt a *K*-korona fénye erősen polarizált (lineárisan), és a magas hőmérséklet miatti gyors mozgások következtében a *Fraunhofer*-vonalak teljesen elmosódnak, ezért látszik a *K*-korona színképe folytonosnak.

Az *E*-koronát a színképében látható fényes (Emissziós) vonalokról nevezték el. A színképelemzés kezdeti sikerei, a hélium felfedezése után, a napkorona nehezen azonosítható színképvonalait is egy hipotetikus új elemnek, a *korónium*nak tulajdonították. A periódusos rendszer beteltével azonban a koróniumnak nem maradt hely, ezért feltételezték, hogy „normális” elemek valamiféle vonalai lehetnek. B. EDLÉN svéd asztrofizikusnak sikerült 1942-ben majdnem az összes koronavonalat azonosítania, mint kiderült, ezek a napszínképből jól ismert elemektől erednek, csak nagyon magas ionizáltsági fokú ionjaiktól. Így például a legismertebb három koronavonal közül a zöld (530,3 nm) a Fe XIV- (tizenháromszorosan ionizált vas), a sárga (569,4 nm) a Ca XV-, a vörös (637,5 nm) a Fe X-ionoktól ered. Nem csoda, hogy nehezen voltak azonosíthatók, hiszen létrehozásukhoz a napkorona millió fokos nagyságrendű hőmérsékletei szükségesek, és ehhez hasonló földi laboratóriumban hosszú ideig nem tudtak előállítani. Az említett ionok ionizációs potenciálja 200...800 eV közt van, a (3.11) képletből szintén millió K körüli hőmérséklet adódik, ez utalt először a napkorona igen magas hőmérsékletére. A csekély sűrűség miatt azonban a *E*-korona fényének intenzitása a *K*-koronáénak mintegy 1%-a. A 3.2.30. ábra mutatja a fényesség eloszlását a napkorona különböző komponenseiben, a 3.2.31. ábra (melléklet) pedig az 1981. július 31-i teljes napfogyatkozásakor észlelt felvételeken a különböző koronarészeket.

A 3.2.30. ábráról látható, hogy a napkorona megfigyelését a légköri szórt fény gátolja. A 3.2.1. fejezetben leírt koronográf segítségével az *E*-korona belső részei megfigyelhetők a külön e célra, 2000 m tengerszint feletti magasság fölé épített obszervatóriumokból. Új lendületet a fehér korona (*K*-korona) tanulmányozásában a mesterseges holdakra telepített koronográfok jelentettek. A 3.2. III. színes ábrán (mellékleten) a Solar Maximum Mission műhold egy koronaképe látható. Ez a felvétel a látható színképtartományban készült, tehát közvetlenül összehasonlítható a földi felvételekkel. A korona tanulmányozásában a másik jelentős újdonság, amit a légkörön kívüli észlelések hoztak, a röntgenmegfigyelések voltak. Ha a *Wien*-féle eltolódási törvény (amely szerint a legnagyobb energiával kisugárzott fény hullámhossza és az abszolút hőmérséklet szorzata állandó, és ez $2,897 \cdot 10^{-3} \text{ m K}$) alapján kiszámoljuk, hogy hova esik az egymillió fokos gáz hőmérsékleti sugárzásának maximuma, 2,9 nm-t kapunk, ami a lágy röntgensugárzás tartományába esik. A 3.2.8. ábrán látható, hogy itt a 6000 K-es fotoszféra gyakorlatilag semmit nem sugároz, így ha ebben a tartományban készítenék felvételeket, megfigyelhetjük a napkoronát a Nap korongján is! Egy ilyen felvételt mutat a 3.2. IV. színes ábra (melléklet). További tanulmányozásra adnak lehetőséget a különböző ionok színképvonalai. Mint a 3.2.2. fejezetben láttuk, egy-egy ion létezéséhez bizonyos elég szűk hőmérsékleti és nyomási tartomány tartozik, így az adott ion valamely színképvonalában leképezve a napot, a spektroheliogramon az ilyen fizikai állapotú gázok eloszlását láthatjuk. Jól megfigyelhető ez a 3.2. II. színes ábrán, ahol egymás mellett látható egy rés nélküli spektrográffal le-



3.2.30. ábra. A Nap és környékének fényességviszonyai. A diagramon jól látható, hogy normális körülmények között az égbolt szórt fénye elnyomja a napkorona fényét, teljes napfogyatkozáskor viszont láthatóvá válik a korona, mert a Hold még a légkörön kívül eltakarja a fényes fotoszférát, és így a légköri szórt fény milliomodrészére csökken. Az ábrán láthatók a korona különböző komponenseinek átlagos fényeloszlási görbéi (ezek is erősen változók), valamint a telihold fényessége és az újhold fényessége, amelyet csak a Földről visszavert napfény világít meg

képezve a He II-ion 30,4 nm hullámhosszúságú vonalában a kromoszféra, és a Fe XV-ion 28,4 nm hullámhosszúságú vonalában a korona. A He II-ion vonalának képződési hőmérséklete 10^4 K körüli, ezért jól látható a kromoszféra szerkezete, és a napkorong pereméből kinyúló protuberancia. A Fe XV-ion vonalának keletkezéséhez kb. $2,5 \cdot 10^6$ K kell, ezért ezen a képen a korona szerkezete látható, és a protuberancia helyén is csak a körülötte levő koronakondenzáció, nem a protuberancia hidegebb anyaga, sőt egyes helyeken a protuberancia által elfoglalt hely mint sötét „lyuk” jelentkezik. Ezek a sokszorosán ionizált atomoktól származó színképvonalak az extrém ultraibolya-tartományba esnek, így szintén csak a légkörön kívülről megfigyelhetők. A 3.2.32. ábra (melléklet) mutatja a napkorona szerkezetének változását, ahogy az egyre magasabb ionizációs fokú ionok fényében nézzük. A különböző ionok keletkezési hőmérséklete: Ne VII $6 \cdot 10^5$ K, Mg IX 10^6 K, Fe XV $2,5 \cdot 10^6$ K.

A napkorona képein jól látható, hogy itt is döntő jelentőségűek a mágneses terek. A 3.2.32. ábra fényképsorán jól követhetők a fotoszférikus terekből, az aktív vidékekből a koronába felnyúló ívek, amelyeknek a lábai a viszonylag „hidegebb” rétegekben,

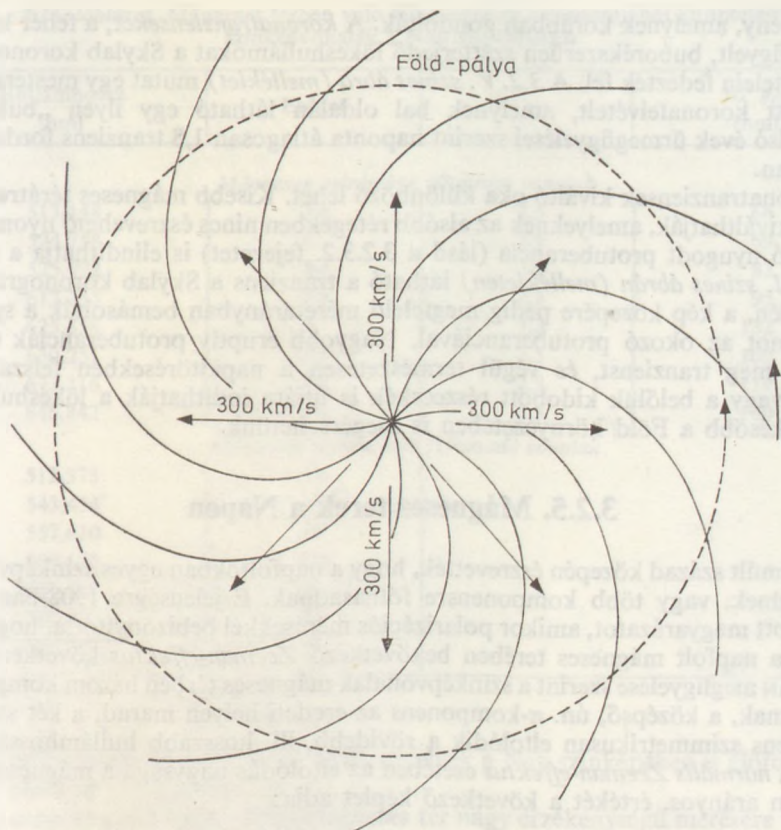
a kromoszférához közel figyelhetők meg, míg a $2,5 \cdot 10^6$ K hőmérsékletre jellemző képen az ívek teteje látható. A napfogyatkozásakor készült fényképeken is felismerhetők a koronában az ívek, a mágneses erővonalak által meghatározott szerkezet.

A Skylab röntgenfényben készült megfigyelései alapján (amelyből egy példát a 3.2. IV. színes ábra mutat) fedezték fel a *koronalyukakat*, amelyek ezeken a felvételeken mint a környezetnél jóval sötétebb részek voltak láthatók. A 3.2. IV. színes ábrán is látható egy ilyen koronalyuk az északi pólus környékén, egy másik pedig a kép bal oldalán. Mint a későbbi vizsgálatok kiderítették, a koronalyukakra az jellemző, hogy bennük a mágneses tér szerkezete nyitott. A bemutatott felvételeken látható, hogy a zárt mágneses erővonalhurkokban fogva tartott, nagyobb sűrűségű gáz több sugárzást tud kibocsátani, mert a korona anyag optikailag vékony. Ezért is fényesebb a korona a napkorong peremén túl a 3.2. IV. színes ábrán, mert vastagabb rétegből jut hozzánk a sugárzás, a korongon levő képződményeket a sűrűség és a hőmérséklet növekedése teszi fényesebbé. A nyílt mágneses tér, amelynek erővonalai valahol a bolygóközi térben záródnak, nem tudja megtartani az anyagot, ezért sötétebbek a koronalyukak. Ez a körülmény fontos a napszél, és így a földi hatások szempontjából is.

A napkorona magas hőmérsékletének a következménye, hogy a Nap felszínétől bizonyos távolságban az atomok sebessége eléri a szökési sebességet, és így a korona anyaga állandóan, közel sugárirányban kifelé párolog a Naptól. Az elméleti számítások alapján a hőmérséklet és a gravitációs vonzás alakulása matematikailag egyenértékű egy fúvókával, végül is ezért a Naptól kiinduló nagy sebességű gázáramlás, a *napszél*, szuperszónikus (a közegre érvényes hangsebességnél nagyobb sebességű) áramlás, amely betölti az egész Naprendszeret. Az űrszondákról elvégzett mérések a Neptunusz pályájáig kimutatták jelenlétét, eddig még nem jutott olyan távol ember alkotta eszköz a Naptól, hogy a napszél külső határfelületét meghatározza. A Pioneer—10 és —11, valamint a Voyager—1 és —2 űrszondák méréseiből reméljük, hogy megtudhatjuk ezt az adatot is, még századunkon belül.

A Föld közelében a napszél átlagos tulajdonságai a következők: sebessége kb. 400 km/s, sűrűsége 6 ion cm^{-3} , a benne hordozott mágneses tér fluxussűrűsége 5 nT. Áramlási iránya sugárirányban kifelé mutat a Naptól. A mágneses tér szerkezete már érdekesebb, mert ennek erővonalai „le vannak horgonyozva” a Nap felszínén, ugyanakkor a táguló plazmához is kötődnek. A Nap forgása és a sugárirányú tágulás együttesen spirális szerkezetet alakít ki a napszél mágneses terében. Teljesen nyugodt körülmények között ennek vázlatos szerkezetét a 3.2.33. ábra mutatja. A napaktivitás jelenségei természetesen megzavarják ezt a nyugodt képet, és a napszél zavarait a Földön is megérezzük. Szerkezetét különböző űrszondák mérései segítségével közvetlenül is feltérképezték 0,3 CSE-től (a Merkúr pályáján belül, Helios—1 és —2 nap-szonda) egészen a Naptól 45 milliárd kilométerig (a Neptunuszon túl, Pioneer—10 űrszonda). Ezek a mérések azonban mindeddig a Nap egyenlítői síkjának a környezetében, a bolygópályák síkjában történtek. A Nap forgástengelye irányába eső részek felderítése az Ulysses űrszonda feladata lesz. A Jupiter mellett elhaladva, annak vonzása fordítja el a pályasíkját 90° -kal, és így éri el a Nap környezetét. Indítása 1989—90-ben várható.

A napszél Földön észlelhető zavarait különböző jelenségek okozhatják. Az ún. *szektorszerkezet* annak következménye, hogy a napszél mágneses terét nem az aktív vidékek mágneses terei, hanem a Nap általános mágneses tere határozza meg, tehát az egyik félgömbön általában egyirányú a mágneses tér, mondjuk a Nap felé mutató, a másikon a Nap felől jövő. A kettő közötti határfelület egy ún. *semleges áramréteg*, amelyben ellenkezőjére fordul a mágneses tér iránya. Ez a réteg teljesen ideális eset-



3.2.33. ábra. A napszél idealizált szerkezete 300 km/s sebességű radiális tágulás esetén. A radiális tágulás és a Nap forgása következtében a forgó Nap-hoz kötött erővonalak, amelyek a kifelé áramló plazmába is be vannak fagyva, spirális szerkezetet vesznek fel

ben, ha a Nap tere pontosan dipólus tér lenne, amelynek tengelye egybeesik a forgástengellyel, a Nap egyenlítői síkjába esne. Az általános mágneses térben fellépő szabálytalanságok miatt azonban ez a Nappal együtt forgó áramréteg „kifodrosodik”, és aszerint, hogy a Föld éppen alatta vagy fölötte van, az egyik vagy a másik irányú mágneses teret figyelhetjük meg a napszélben. Aszerint, hogy az áramréteg mennyire „gyűrött”, a napszél két vagy négy szektorra oszlik a Nap 27 napos körülfordulása alatt, ez a szerkezet főleg a naptevékenység leszálló ágában hosszú ideig fennmarad. A szektorhatár áthaladását a Föld környezetén észre lehet venni a földmágneses tér kisebb zavaraiából.

A koronalyukak is hosszabb élettartamú, hónapokig élő szerkezetet hoznak létre a napszélben, belőlük a már előzőleg említett nyitott mágneses térszerkezet miatt nagyobb sebességű *napszélnyalábok* indulnak ki, amelyek 27 naponként visszatérő, ún. *rekurrens mágneses viharokat* okoznak.

Más típusú zavarok a napszélben tovaterjedő *lökéshullámok*, amelyeket különböző, hirtelen lefolyású aktív jelenségek okozhatnak. Az úrból készült koronamegfigyelések eredményeként kiderült, hogy a napkorona korántsem az a nyugodt és lassan változó

képződmény, amelynek korábban gondolták. A *koronatránzienseket*, a fehér koronában megfigyelt, buborékszerűen szétterjedő lökéshullámokat a Skylab koronográfjának felvételein fedezték fel. A 3.2. V. *színes ábra (melléklet)* mutat egy mesterségesen kiszínezett koronafelvételt, amelynek bal oldalán látható egy ilyen „buborék”. A legutolsó évek űrmegfigyelései szerint naponta átlagosan 1,8 tranziens fordul elő a koronában.

A koronatránziensek kiváltó oka különböző lehet. Kisebb mágneses térátrendeződések is kiválthatják, amelyeknek az alsóbb rétegekben nincs észrevehető nyoma. Aktivizálódó nyugodt protuberancia (lásd a 3.2.3.2. fejezetet) is elindíthatja a zavart. A 3.2. VI. *színes ábrán (mellékleten)* látható a tranziens a Skylab koronográfjának a felvételén, a kép közepére pedig megfelelő méretarányban bemásolták a spektroheliogramot az okozó protuberanciával. Nagyobb eruptív protuberanciák után is figyeltek meg tranzienset, és végül természetesen a napkitörésekben felszabaduló energia, vagy a belőlük kidobott részecskék is útjára indíthatják a lökéshullámot, amelyet később a Föld környezetében is megérezhetünk.

3.2.5. Mágneses terek a Napon

Már a múlt század közepén észrevették, hogy a napfoltokban egyes színeképvonalak kiszélesednek, vagy több komponensre fölhasadnak. E jelenségre 1908-ban G. E. HALE adott magyarázatot, amikor polarizációs mérésekkel bebizonyította, hogy a felhasadás a napfolt mágneses terében bekövetkező *Zeeman-effektus* következménye. P. ZEEMAN megfigyelése szerint a színeképvonalak mágneses térben három komponensre bomlanak, a középső, ún. π -komponens az eredeti helyen marad, a két szélső σ -komponens szimmetrikusan eltolódik a rövidebb, ill. hosszabb hullámhosszak irányába. A *normális Zeeman-effektus* esetében az eltolódás nagysága a mágneses térrel egyenesen arányos, értékét a következő képlet adja:

$$\Delta\lambda_{\text{norm}} = \pm 4,67 \cdot 10^{-8} \lambda^2 B, \quad (3.12)$$

ahol $\Delta\lambda_{\text{norm}}$ a σ -komponensek eltolódása, λ a hullámhossz (nm-ben), B a mágneses indukció (teslában).

Mint a későbbiekben kiderült, a normális *Zeeman-effektus* csak a színeképvonalak egy csekély hányadánál figyelhető meg, a legtöbb esetben a jóval bonyolultabb *anomális Zeeman-effektus* jelentkezik. Ennél előfordul, hogy a vonal 10-15 komponensre hasad fel a mágneses térben, és a felhasadás (egyébként a mágneses térerővel arányos) nagysága is egy g *Landé-faktorral* különbözik a normális felhasadástól. Nagyságát a

$$\Delta\lambda = \pm 4,67 \cdot 10^{-8} g \lambda^2 B \quad (3.13)$$

képlet adja, amelyben (3.12)-vel összehasonlítva csak a g *Landé-faktor* új, amelynek értéke 0 és 4 közt változhat az egyes színeképvonalaknál, egy vonalon belül is több különböző értéket vehet fel a felbomlás bonyolultsága szerint. A g értékét és a felbomlás jellemzőit a színeképvonal alsó és felső energiaszintjeinek kvantumszámaiból lehet meghatározni. A csillagászatban számba jöhető néhány tízezer színeképvonalat átválogatva több közlemény is adott listát a mágneses szempontból érdekes vonalakról. Ezeknek két fő csoportja van:

- a) amelyek „normálisan”, azaz három komponensre bomlanak fel, de g értéke nagyobb vagy egyenlő, mint 2,5, tehát ezek a legérzékenyebbek a mágneses térre, és
- b) amelyeknél $g=0$, tehát egyáltalán nem érzékenyek a mágneses térre.

3.15. táblázat. Mágneses térben való felhasadásuk szempontjából kitüntetett színképvonalak a Nap színképében

Hullámhossz [nm]	Eredet	g	$10^8 g\lambda^2$ [nm]
<i>Mágneses mérésekre alkalmas vonalak</i>			
513,148	Fe	2,5	66
524,758	C	2,5	69
525,022	Fe	3,0	83
617,335	Fe	2,5	95
625,858	V	3,3	132
630,251	Fe	2,5	100
673,316	Fe	2,5	114
846,842	Fe	2,5	180
<i>Mágneses térben nem felhasadó vonalak</i>			
512,373	Fe		
543,454	Fe		
557,610	Fe		
569,151	Fe		
661,382	Fe		
709,040	Fe		
738,939	Fe		

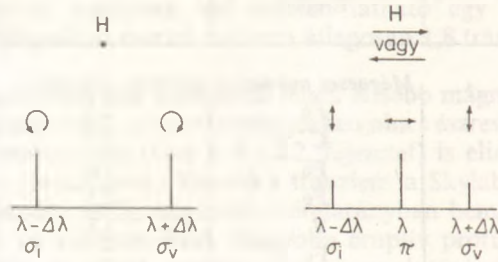
A két csoport legjelentősebb vonalait, amelyek a Nap színképében is előfordulnak, a 3.15. táblázat sorolja fel.

Az a) csoport színképvonalai a mágneses tér nagy érzékenyséű mérésére alkalmasak, a b) csoportba tartozó vonalakat olyan vizsgálatoknál szokás felhasználni, amelyekben például a napfoltokban uralkodó fizikai körülményeket kívánják meghatározni a vonalprofilok alapján. Ez utóbbi esetben ugyanis a Zeeman-effektus miatt beálló kiszélesedés és felhasadás eltorzítja a színképvonal profilját, viszont ha $g=0$, a mágneses tér hatásától eltekinthetünk.

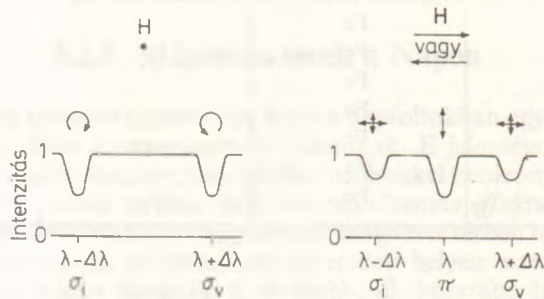
A színképvonalak teljes felbomlásához meglehetősen erős mágneses tér szükséges, ezt csak a napfolt-umbrákban figyelhetjük meg. A Zeeman-effektus azonban a színképvonal-komponensek fényének polarizáltságával is jár, amelynek módja és mértéke a mágneses tér és a látósugár által bezárt szögtől függ (3.2.34. ábra). A felhasadást egyszerűbb vizsgálni a fényes, emissziós vonalakban. Ha a fénykibocsátó gázt egyenes mágneses térbe helyezük, és a mágneses tér iránya egybeesik a megfigyelés irányával, normális Zeeman-effektus esetén csak a két eltolódott σ -komponenst figyelhetjük meg, amelyeknek fénye ellentétesen cirkulárisan polarizált. Ha a megfigyelés a mágneses térre merőlegesen történik, látható a változatlan hullámhosszú π -komponens és a két eltolódott σ -komponens is, a π -komponens fénye a mágneses tér irányával párhuzamosan, a σ -komponensek fénye arra merőlegesen lineárisan polarizált. Általános esetben, ha a mágneses tér iránya a látósugárral γ szöget zár be, a komponensek fényességének arányát az F. H. SEARES által adott formula segítségével kaphatjuk meg:

$$I_{\sigma}: I_{\pi} = \frac{1}{4}(1 + \cos^2 \gamma): \frac{1}{2} \sin^2 \gamma, \quad (3.14)$$

a) Emisszió



b) Abszorpció



3.2.34. ábra. A normális Zeeman-effektus következtében fellépő színekvonal-felhasadás és fénypolarizáció látó-sugárirányú (longitudinális) és arra merőleges (transzverzális) mágneses tér esetén, fényes (emissziós) és sötét (abszorpciós) színekvonalak esetében

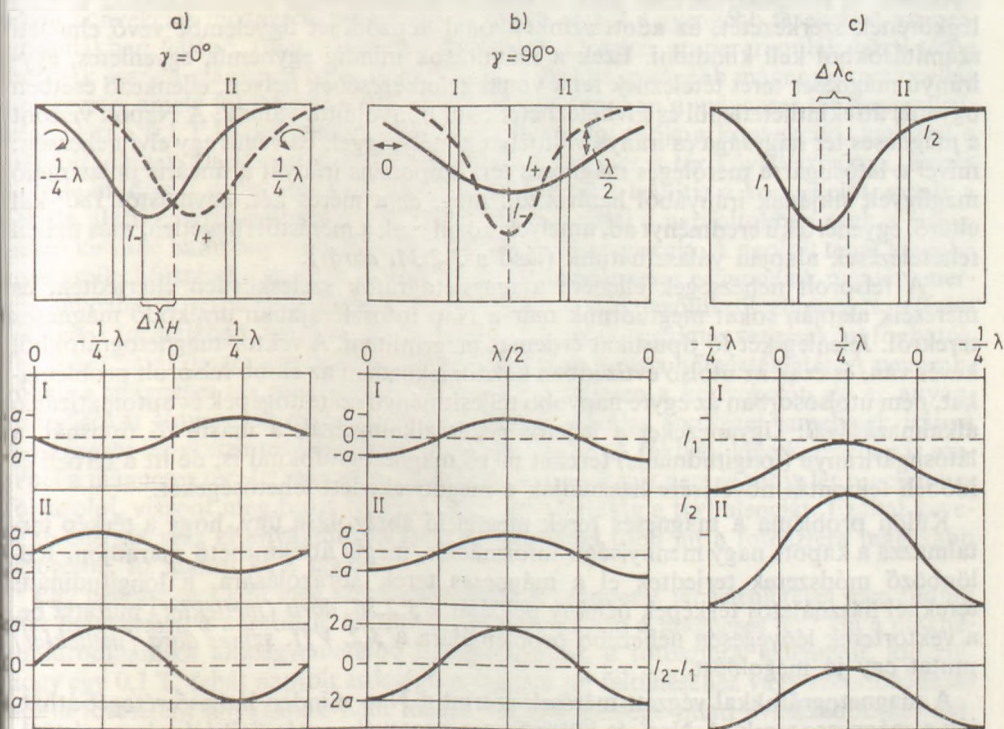
és a σ -komponensek elliptikusan polarizáltak ellentétes forgásiránnyal, a π -komponens lineárisan polarizált a mágneses tér vetületével azonos irányban.

Elnyelési, sötét színekvonalak esetén arra kell csak emlékeznünk, hogy a gáz a folytonos színekvből azokat a hullámhosszakat tudja elnyelni, amelyeket maga is kibocsátana. Így végül is a Zeeman-effektus következtében hasonló felbomlási képet kapunk a sötét vonalaknál is, mint a fényeseknél, csak a polarizáció iránya és foka változik meg. Általános esetben a σ -komponensek részlegesen elliptikusan polarizáltak, a π -komponens pedig részlegesen lineárisan polarizált a mágneses tér vetületének irányára merőlegesen. Anomális Zeeman-effektus esetében is a leírt szabályok érvényesek a polarizációra, csak a (3.14)-nél bonyolultabb képleteket adnak a kvantummechanikai számítások a π - és σ -komponensek intenzitásarányára. A kis erősségű és teljesen felhasadt elnyelési vonalakra is igaz a (3.14). Az erősebb és nem teljesen felhasadt elnyelési vonalak pontos alakját és a bennük megfigyelhető polarizációt a sugárzástranszport egyenleteinek megoldásával lehet kiszámítani, ez elég bonyolult feladat, mert a napfolt-fotoszféra modellje is szükséges hozzá.

A polarizációs tulajdonságok lehetőséget adnak arra, hogy olyan kis erősségű mágneses tereket is megmérjünk, amelyek még nem okozzák a színekvonal felhasadását, csak kisebb-nagyobb kiszélesedését. Ehhez nem kell más, mint a spektrográf

rése elé egy polarizációs modulátor, amely felváltva a jobbra és balra cirkulárisan polarizált fényt engedi át, és a színekép keletkezésének helyén a színeképvonal két szárnyában megfelelő fényérzékelő (fotoelektron-sokszorozó, fotodióda, CCD-érzékelő). A polarizációs modulátor hatására a modulációs frekvencián a mágneses térrel arányos váltakozó áramú komponens jelenik meg a fényáramban. Az arányosság addig áll fenn, amíg a színeképvonal felbomlása nem közelíti meg a kimenő rések távolságát. Ha a cirkuláris polarizációt mérjük, ezzel a mágneses tér látósugár-irányú komponensét lehet kimutatni, más néven a longitudinális mágneses tereket. Más típusú modulációt alkalmazva, amely a lineáris polarizációt méri, a látósugárra merőleges, transzverzális terek irányát és nagyságát meg lehet határozni, sőt bonyolultabb jelvizsgálattal a mágneses tér mindhárom komponense egyszerre mérhető, tehát a teljes mágneses térvektor meghatározható. Az ilyen műszert *vektor-magnetográf*nak nevezzük. A longitudinális és transzverzális mérés elvét, valamint a mérések kalibrációját a 3.2.35. ábrán mutatjuk be.

A magnetográfokkal való méréseknek több nehézsége is van. Mint a 3.2.35. ábrán



3.2.35. ábra. A magnetográfok működési elve. A felső sorban a színeképvonal intenzitásprofilja látható, a vonal szárnyaiban elhelyezett I és II kimenő résekkel, amelyben a fényérzékelők helyezhetők el. Az alsó sorban felülről lefelé az I és II résben mérhető fényáram, majd ennek eredője van feltüntetve az idő függvényében, egy modulációs ciklusra. A látósugár és a mágneses térvektor közti szög jele γ . A bal oldali oszlop (a) a longitudinális tér ($\gamma=0^\circ$). A moduláció $-\lambda/4$ -től $+\lambda/4$ -ig változik, a két kimenő résben a fényváltozás fázisa ellentétes, eredőül a két érzékelő különbsége van véve. A középső oszlop (b) a transzverzális tér ($\gamma=90^\circ$). A moduláció 0 és $\lambda/2$ közt változtatja az útkülönbséget, a két résben a változás azonos módon történik, ezért eredőnek összegüket célszerű venni. A kalibrálás (c, jobb oldali oszlop) az a) esethez hasonlóan történik, de a színeképvonal ismert mértékben el van tolvá a két rés közti középvonalból ($\Delta\lambda_c$), az érzékelők különbségéből meghatározható a magnetográf érzékenysége az adott színeképvonal-eltolódásra

is látható, a pontos mérésekhez a színeképvonalat precízen a két kimenő rés közé szimmetrikusan kell beállítani, ami a Nap felületén előforduló több km/s sebességű mozgások miatt fellépő *Doppler*-eltolódások miatt nem könnyű feladat. Megfelelő automatika segítségével azonban megoldható, és ez az ún. *Doppler-kompenzátor* még külön hasznot is hajt: jelének erőssége arányos az adott pontban megfigyelhető látósugárirányú sebességgel, tehát a sebességmező feltérképezését is elvegyi a mágneses tér felméréseivel egyidejűleg. Másik nehézség a vektor-magnetográfok számára, hogy a cirkuláris és a lineáris polarizáció, azaz a látósugárirányú és arra merőleges mágneses tér mérése nem egyformán könnyű. A magnetográfok érzékenysége a látósugárirányú komponensre egy-két nagyságrenddel nagyobb (kb. 0,1 mT), mint az arra merőlegesre (kb. 5 mT). Az utóbbi mérésekor különösen jelentős a távcsőben levő tükrökön való visszaverődésnél fellépő, időben változó *instrumentális polarizáció* figyelembe vétele. Ehhez a mérések előtt és után külön kalibrációs méréseket végeznek, amelyek során ismert polarizációjú fényt engednek a távcsőbe, és meghatározzák a magnetográf reagálását. Következő nehézség, hogy a mérések értelmezése sem egyszerű. A fopolarimetriai jelek mágneses térerőre való átszámításához a Nap légkörének szerkezetét, az adott színeképvonal képződését figyelembe vevő elméleti számításokból kell kiindulni. Ezek a számítások mindig egynemű, egyenletes, egyirányú mágneses teret tételeznek fel a vonal keletkezésének helyén, ellenkező esetben ugyanis áttekinthetetlenül és kivitelezhetetlenül bonyolulttá válnak. A Napon viszont a mágneses tér nagysága és iránya változhat a mélységgel. És végül egy elvi nehézség: mivel a látósugárra merőleges mágneses térkomponens irányát a lineáris polarizáció megfigyelt síkjának irányából határozzuk meg, ez a mérés két, egymástól 180°-kal eltérő, egyenértékű eredményt ad, amelyek közül csak a méréstől független, más fizikai feltételezések alapján választhatunk (lásd a 3.2.34. ábrát).

A felsorolt nehézségek ellenére a magnetográfok széleskörűen elterjedtek, és méréseik alapján sokat megtudtunk már a Nap fotoszférájában uralkodó mágneses terekről. Jelenleg két fő típusukat érdemes megemlíteni. A vektor-magnetográfokból kevés van, és csak az utolsó évtizedben kezdik ieküzdeni az előbb felsorolt problémákat, nem utolsósorban az egyre nagyobb teljesítményű számítógépek és automatizáció alkalmazásával. Ugyanezeket a lehetőségeket alkalmazzák a másik fő típusnál, a látósugárirányú (longitudinális) tereket mérő magnetográfoknál is, de itt a térbeli és időbeli felbontás növelésére használják a megnövekedett lehetőségeket.

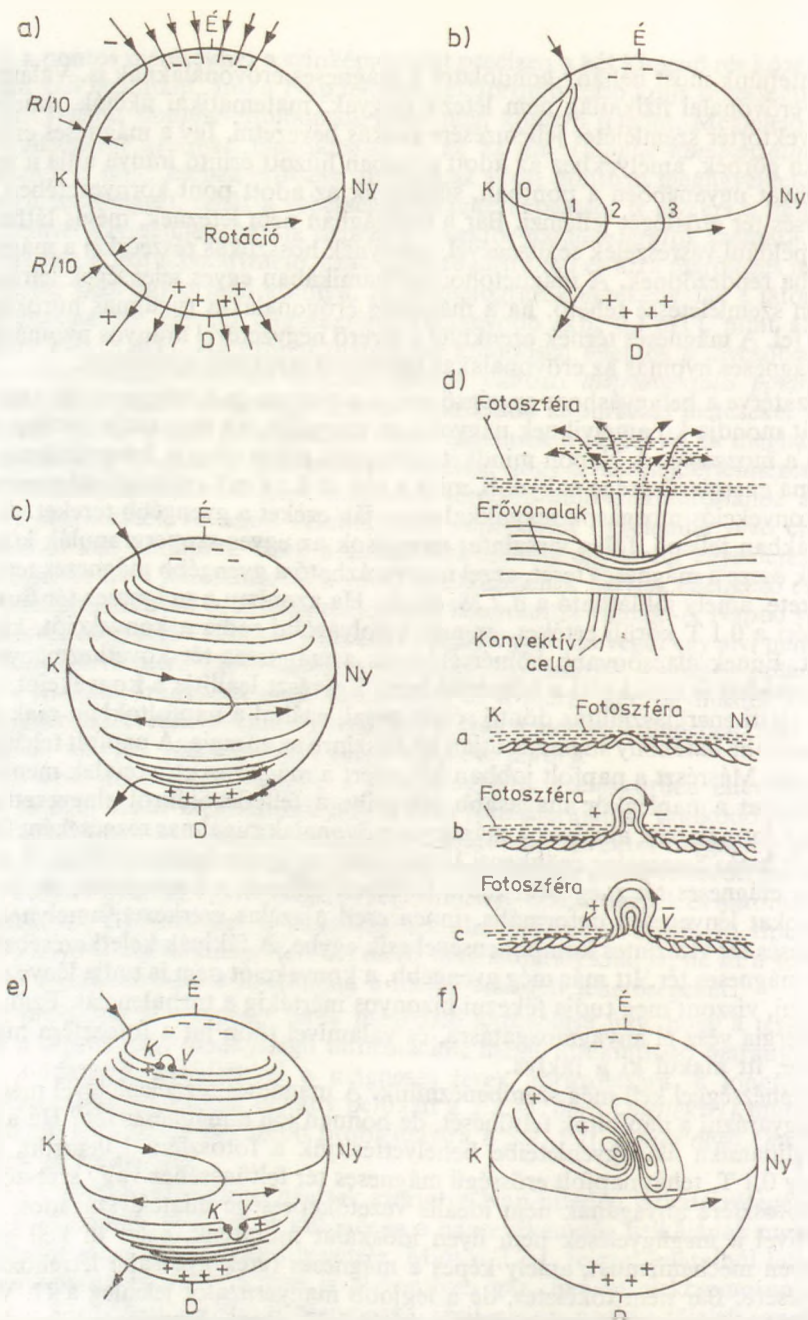
Külön probléma a mágneses terek megfelelő ábrázolása úgy, hogy a térkép tartalmazza a kapott nagy mennyiségű információt, mégis áttekinthető maradjon. Különböző módszerek terjedtek el a mágneses terek ábrázolására, a longitudinális tereknél használatos térképek néhány példáját a 3.2.36. ábra (melléklet) mutatja be, a vektorterek lényegesen nehezebb problémájára a 3.2. VII. színes ábra (melléklet) mutat egy jó megoldást.

A magnetográfokkal végzett mérések szerint a Nap minden látható rétegét áthatják a mágneses terek. A Nap, és különösen a naptevékenység fizikájának megértéséhez elengedhetetlen ezek figyelembevétele. Mint a 3.2.1. fejezet adataiból láthattuk, a Nap anyaga gáznemű, sőt nem is akármilyen gáz, hanem elektromosan vezető plazma. A plazmában, amely elektromosan semleges, a pozitív töltésű ionok és a negatív töltésű szabad elektronok mozgása teszi lehetővé az áramvezetést. A fizikának egy külön ága, a *magnetohidrodinamika* foglalkozik az elektromosan vezető folyadékok és gázok mozgásával. Ennek legfontosabb tétele az ún. *befagyási tétel* azt mondja ki, hogy a mágneses tértől átjárt, ideálisan vezető gázban vagy folyadékban nem lehetséges az anyagrészcskék olyan mozgása, amely metszené a mágneses erővonalakat. Szemléletesen kifejezve a mágneses erővonalak „be vannak fagyva” az anyagba.

Szenteljünk most néhány gondolatot a mágneses erővonalaknak is. Valamely vektortér erővonalai fizikailag nem létező tárgyak, matematikai fikciók, amelyeket az adott vektortér szemléletes jellemzésére szokás bevezetni. Így a mágneses erővonalak is olyan görbék, amelyekhez az adott pontban húzott érintő iránya adja a mágneses tér irányát ugyanebben a pontban, sűrűségük az adott pont környezetében pedig a mágneses tér erősségét jellemzi. Bár a valóságban nem léteznek, mégis láthatóvá tehetőek például vasreszelék segítségével, amelynek hosszúkás részecskéi a mágneses tér irányába rendeződnek. A magnetohidrodinamikában egyes jelenségek leírása is különösen szemléletesen tehető, ha a mágneses erővonalakat rugalmas húroknak tétélezzük fel. A mágneses térnek ezenkívül a térerő négyzetével arányos nyomása is van, ez a mágneses nyomás az erővonalakat távolítani igyekszik egymástól.

Visszatérve a befagyáshoz: ez végső soron a plazma és a mágneses tér szoros kapcsolatát mondja ki, amelyiknek nagyobb az energiája, az meg tudja határozni a másikat a mozgását. A Napon mindkét esetre sok példa van. A fotoszférában például a plazma energiasűrűsége nagyobb, mint a kis, $0,1 \dots 1$ mT erősségű mágneses tereké, így a konvekciós mozgások magukkal sodorják ezeket a gyengébb tereket. A szupergranulákban fellépő, főleg vízszintes mozgások az egyes szupergranulák közti térbe hordják össze a mágneses teret, ezzel magyarázható a gyengébb mágneses terek cellás szerkezete, amely jól látható a 3.2.28. ábrán. Ha azonban a mágneses tér fluxussűrűsége eléri a $0,1$ T körüli értéket, ez már befolyásolni tudja a konvekciót, kialakul a napfolt. Ennek alacsonyabb hőmérséklete is a mágneses tér következménye, amely kétféle módon is csökkenti a hőmérsékletet. Egyrészt leállítja a konvekciót, amely a felszín alatti energiaszállítás döntő részét végzi, ezáltal a napfoltokban csak a lényegesen kevésbé hatékony sugárzás útján jut felszínre az energia. A napfolt tehát kevésbé melegszik. Másrészt a napfolt jobban hűl, mert a mágneses erővonalak mentén energia távozhat a naplégkör magasabb rétegeibe a felfedezőjükről elnevezett *Alfvén-hullámok* formájában, amelyek a mágneses erővonalak rugalmas rezgéseként foghatók fel. E két hatás összességé csökkenti 1500 fokkal az umbra hőmérsékletét. A penumbrában a mágneses tér még nem tudja leállítani teljesen a konvekciót, de az anyagmozgásokat lényegesen deformálja, innen ered a szálas szerkezet, amelynek iránya a mágneses tér vízszintes komponensével esik egybe. A fáklyák keletkezésében is szerepel a mágneses tér. Itt már még gyengébb, a konvekciót nem is tudja lényegesen befolyásolni, viszont meg tudja fékezni bizonyos mértékig a turbulenciát. Ezáltal kevesebb energia vész el anyagmozgatásra, és valamivel több jut a fotoszféra magasabb rétegeibe, itt alakul ki a fáklya.

Egy nehézséggel kell még szembenéznünk. A mágneses tér jelenlétével meg tudjuk már magyarázni a napfoltok feltűnését, de honnan jön a mágneses tér? Ha a magnetohidrodinamika alapegyenleteibe behelyettesítjük a fotoszféra jellemzőit, kiderül, hogy egy $0,1$ T, tehát napfolt erősségű mágneses tér feltűnéséhez vagy szétszóródásához a fotoszféra anyagának nem ideális vezetőképessége miatt évszázadok kellenének! Mivel a megfigyelések nem ilyen időskálát mutatnak, ezért ki kell gondolni valamilyen mechanizmust, amely képes a mágneses terek gyorsabb létrehozására és eltüntetésére. Bár nem tökéletes, de a legjobb magyarázatot jelenleg a H. W. BABBCKOCK által kidolgozott *dinamóelmélet* adja (3.2.37. ábra). Eszerint a kiinduláskor a Napnak dipólusszerű általános mágneses tere van, amelynek erővonalai a Nap plazmájában záródnak. A differenciális rotáció (3.2.6. ábra) ezt az ún. *poloidális teret* „felcsavarja”, a plazmába fagyott erővonalak az egyenlítő vidékének gyorsabb forgása következtében az egyenlítővel párhuzamos erővonalkötegeket, ún. *toroidális teret* hoznak létre a közepes szélességeken. Ezt a toroidális teret a konvekciós mozgások összecsavarják, felerősítik, míg olyan erősséget el nem ér, hogy felbukkan a foto-



3.2.37. ábra. A Babcock-féle dinamó, amely jelenleg a legjobb elképzelés arra, hogy miként tudja a Nap fenntartani a napfoltok mágneses terét, és egyben választ ad a napfoltciklus több kérdéses tulajdonságára. Kiindulásul egy dipólusszerű, *poloidális tér* szolgál (a), amelynek erővonalai a felszín alatt záródnak. Ezeket a differenciális rotáció felcsavarja (b) úgy, hogy egyre inkább az egyenlítőre párhuzamos, toroidális tér alakul ki (c). Ennek erővonalakötegeit a konvekciós mozgások még tovább erősítik felcsavarásukkal, egészen addig, amíg a mágneses tér, kisebb sűrűsége folytán, fel nem bukkan a felszínre (d). A felszínre bukkanó erővonalcső két vége alkotja a napfoltcsoportok vezető (V) és követő (K) részét (e). A konvekció ezután szétszórja a mágneses teret, a vezető részek az egyenlítő a követők a pólusok felé tartanak (f). A vezetők az egyenlítőnél kölcsönösen megsemmisítik egymást, a követők pedig a pólusoknál új, immár megfordított poloidális teret hoznak létre, és kezdődik minden előlről.

szféra felszínére. Felbukkanásában annak van szerepe, hogy a mágneses tér által átjárt anyag sűrűsége kisebb, tehát a mágneses tér úszik a környező anyagban. Ez annak a következménye, hogy a fotoszféra alatti rétegek mechanikai egyensúlyához az szükséges, hogy az előzőekben említett mágneses nyomás és a gáznyomás együttesen legyen egyenlő a környezet gáznyomásával. A foltban tehát a gáznyomás, és vele a sűrűség kisebb kell, hogy legyen, mint a mágneses tér nélküli anyagban.

A felbukkanó erővonalakötegből kialakult bipoláris foltcsoport vezető részei az egyenlítő, követő részei pedig a pólusok felé vándorolnak. Az egyenlítőnél a két félgömb ellentétes vezető polaritásai megsemmisítik egymást, míg a követő polarítások a pólusoknál összegyűlnek, és nagyjából a napfoltmaximum idején egy új, a kiinduláshoz képest fordított polaritású mágneses teret hoznak létre, amelyből a differenciális rotáció ismét toroidális teret alakít ki, és így tovább. Ez az elmélet jól magyarázza a Hale-törvényt (lásd a 3.2.3.1. fejezetet), a Nap általános, pólus környéki mágneses terének megfordulását is megfigyelték már a jelzett időszakokban, csak a vezető és követő mágneses terek meridionális (észak—déli, egyenlítő, ill. pólus felé irányuló) vándorlásait nem sikerült kimutatni még. Mindenesetre ez az elmélet a mágneses tér termelését egy megfigyelt jelenséghez, a differenciális rotációhoz köti, olyan rétegben (a fotoszféra alatt), ahol a plazmamozgások energiája biztosan nagyobb, mint a keltett mágneses téré, tehát a plazma tudja alakítani a mágneses teret. Megfelelő paraméterek megválasztásával ez a dinamóelmélet reprodukálni tudja a naptevékenység 11 éves ciklusát, a napfoltzónákat a közepes szélességeken, és az aktivitás vándorlását az egyenlítő felé a ciklus során.

A fotoszféra fölötti rétegekben már a mágneses tér az uralkodó szerep, itt a plazma sűrűsége annyira lecsökken, hogy a mágneses erővonalakra merőleges mozgás lehetetlenné válik. A kromoszférában és a koronában nagyon jelentős szerephez jutnak a mágneses tér mentén felfelé haladó *Alfvén*-hullámok. A 3.2.1. fejezetben szó volt arról, hogy a hőmérséklet a fotoszférában a magassággal csökken, a minimum (4180 K) elérése után a kromoszférában kifelé nő, kb. 10 000 K-ig, majd egy nagyon vékony ún. átmeneti rétegben hirtelen a korona 1...1,5 millió K hőmérsékletére ugrik. Hosszú ideig fejtörést okozott, hogy mi fűti a Nap légkörének felső rétegeit, mivel a sugárzás vagy konvekció ezt nem tudná megvalósítani. A jelenlegi elképzelések szerint a fotoszféra alatti konvekciós zóna mechanikus energiája tudja a kromoszféra és a korona ritka anyagát ilyen magas hőmérsékletre felhevíteni. A konvekció és a vele kapcsolatos turbulencia egyrészt hanghullámokat kelt a fotoszférában. Ezeknek az amplitúdója a ritkuló rétegekben felfelé haladva állandóan növekszik, végül lökés-hullámokká alakulnak, amelyek leadják energiájukat a környezetnek. Másrészt a turbulens mozgások a mágneses térben *Alfvén*-hullámokat keltenek, amelyek az erővonalak mentén tovaterjednek, és fűtik a kromoszférát, de még inkább a koronát. A napkorona anyaga egyébként a nagyfokú ionizáció miatt jó hővezető, ezzel is magyarázható, hogy kifelé haladva a hőmérséklete alig változik. Megjegyzendő azonban, hogy a hővezetés a mágneses erővonalak mentén jó, arra merőlegesen kevésbé.

Az *Alfvén*-hullámokkal magyarázható, hogy a 3.2.29. ábrán a K-spektrohéliogramon a szupergranula-határok fényesek: az összegyűlt, főleg függőleges irányú gyengébb mágneses terek mentén több energia jut fel a kromoszférába. Még fokozottabb az energiaszállítás az aktív vidékekben, ezzel magyarázhatók a fényes kromoszférikus fáklyák (plage-ek). A H_{α} -felvételeken látható kromoszféraszálak szépen kirajzolják a mágneses tér irányát, éppúgy, mint a földi kísérletben a vasreszelék. A fotoszférában is a penumbraszálak a mágneses tér vízszintes vetületének irányát követik, de a H_{α} -felvételeken megfigyelhető a penumbra határán jóval túlnyúló *szuperpenumbra*, ameddig a napfolt mágneses tere befolyásolni tudja a kromoszférát (3.2.38. ábra,

melléklet). Tulajdonképpen a kromoszféra vasrezelékyszerű szerkezete készítette G. E. HALE-t a mérések elvégzésére, amelyekkel végül is kimutatta a napfoltok mágneses terét (1908). Igaz ugyan, hogy ő még azt feltételezte, hogy az elektromosan töltött részecskék örvénylő mozgása hozza létre a mágneses tereket, amiről tudjuk már, hogy nem így van, de ez a felfedezés jelentőségét egyáltalán nem csökkenti.

A napkoronában már láthattuk, hogy az aktív vidék mágneses tere mennyivel fényesebbé teszi a koronát (3.2. II. színes ábra), részben a mágneses erővonalak mentén szállított energia miatt, részben pedig azért, mert az erősebb mágneses tér sűrűbb anyagot tud megtartani, és a korona fényessége — az optikailag vékony anyag sugárzási törvényszerűségei miatt — a sűrűségtől lényegesen függ. A koronakondenzációk jól kirajzolják a mágneses erővonalakat a 3.2.32. ábrán is. A Nap felszínétől távolabb haladva azonban ismét fordul a helyzet, és a korona (napszél) anyagának mozgási energiája kerekedik felül, kihúzza a mágneses teret a bolygóközi térbe, a 3.2.33. ábrán mutatott szerkezetet eredményezve. Ha a mágneses térszerkezet amúgy is nyitott a bolygóközi tér felé, a korona anyaga nem tud összegyűlni, kisebb lesz az anyagsűrűség, sötétebb koronalyuk lesz látható, viszont a nyitott erővonalak mentén nagyobb sebességű napszélnyaláb indul ki erről a helyről.

A mágneses terek jelentős szerepet játszanak a protuberanciák életében is. A nyugodt protuberanciákat is egy mágneses erővonalakból álló „függőágy” tartja lebegve a kromoszféra felett, az aktív protuberanciák pedig a mágneses erővonalak mentén mozognak, mint azt a 3.2.3.2. fejezetben láthattuk. Mivel a kromoszféra anyaga semmiképpen sem tud ellenállni a mágneses tér mozgásának, a tér itt mintegy önmagára hagyatva fejlődik. Különös fontosságúak ezért ebben a vonatkozásban az ún. *erőmentes terek*. Ezek olyan mágneses térszerkezetek, amelyek magukra hagyva stabilak, a mágneses térben ébredő erők (az erővonalak rugalmas feszülése és a mágneses tér nyomása) nem igyekeznek megváltoztatni a szerkezetet. Erőmentes tér pl. a teljesen árammentes közegben kialakuló tér, vagy matematikailag kimutatható, hogy erőmentes az olyan mágneses tér is, amelyben az áramok a mágneses erővonalak mentén folynak. Nem erőmentes pl. az egyenletes mágneses tér, mert ebben semmi nem áll ellent a mágneses nyomásnak, amely a párhuzamos erővonalakat egymástól eltávolítani igyekszik. Ha viszont az egyenletes mágneses teret az erővonalakkal párhuzamos tengely mentén megcsavarjuk, a csavarirányú mágneses erővonalak feszülése ellensúlyozni tudja a mágneses nyomást, ez már az erőmentes tér egyik egyszerű fajtája. A protuberanciákban nagyon gyakran figyelhető meg csavarvonal mentén történő mozgás. A 3.2. I. színes ábrán is jól látható a hatalmas protuberancia csavarvonalyszerű szerkezete, ami erőmentes mágneses terek jelenlétére utal.

3.2.6. A naptevékenység mérőszámai, napszolgálat

A napaktivitás jelenségei utáni érdeklődés akkor nőtt meg, mikor a múlt század közepén, a kb. 11 éves napfoltciklus felfedezése után nem sokkal felismerték, hogy geofizikai jelenségek (földmágneses háborgások, sarki fények száma) párhuzamos menetet mutatnak a napfoltok számával (lásd a 3.2.3.1. fejezetet). Az összefüggések kutatásához azonban valamiféle mérőszámra volt szükség, amely számszerűen, matematikai formában is feldolgozhatóan jellemzi, hogy egy adott időben mennyire volt „foltos” a Nap. Az első ilyen mérőszámot, a *napfolt-relatívszámot* a múlt század közepén alkotta meg R. WOLF, a zürichi csillagvizsgáló igazgatója. A relatívszám képlete rendkívül egyszerű:

$$W = k(10g + f), \quad (3.15)$$

ebben W a relatívszám, g a foltcsoportok számát jelenti (a külön álló magányos folt is egy foltcsoportnak számít!), f a napkorongon látható összes folt száma, k pedig egy korrekciós tényező, amelyet hosszabb összehasonlítás alapján lehet statisztikailag megállapítani egy adott távcsőre és megfigyelőre. Nyilvánvalóan egy nagyobb távcsővel egy aprólékosabb megfigyelő több foltot számol össze, ennek korrigálására szolgál a k korrekciós faktor.

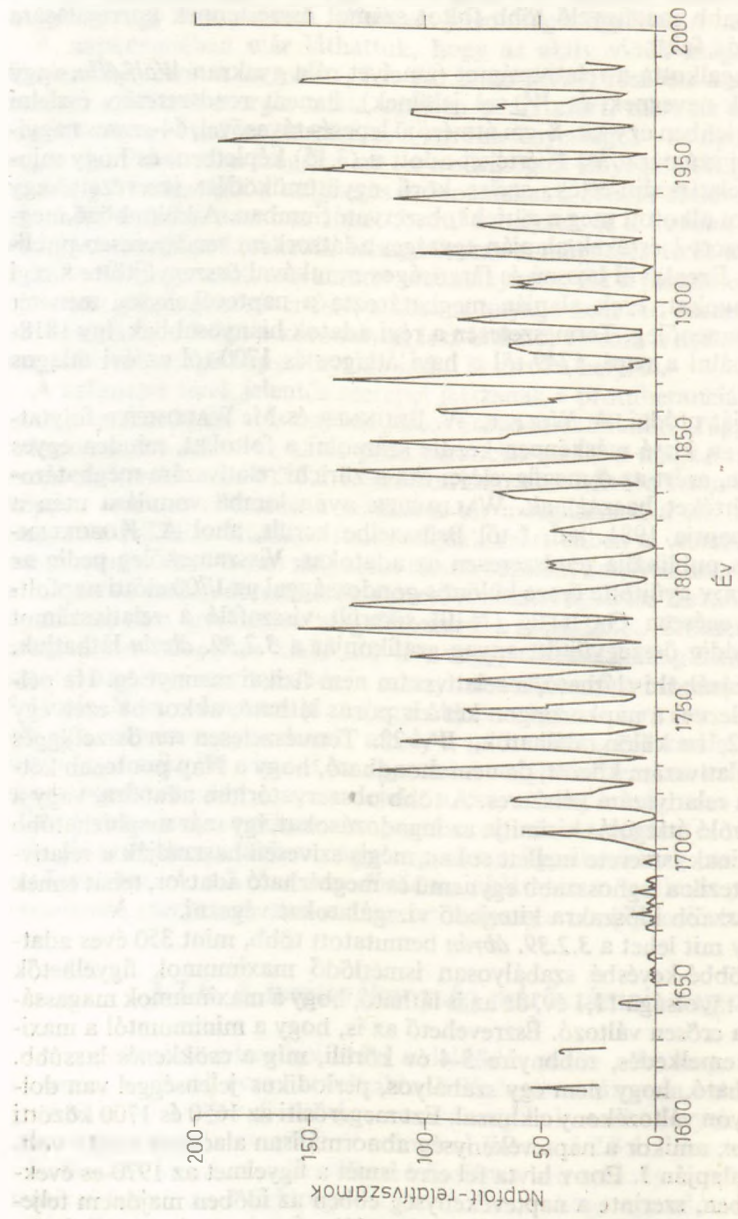
WOLF nemcsak megalkotta a relatívszámot (amelyet róla gyakran *Wolf-féle*, vagy *zürichi relatívszám*nak neveznek, és W_z -vel jelölnek), hanem rendszeresen észlelni is kezdte a Napot Zürichben egy kis, 8 cm átmérőjű lencsés távcsővel, 64-szeres nagyítással. Saját észlelései számára $k=1$ értéket adott a (3.15) képletben, és hogy minden napra legyen relatívszám-érték, széles körű együttműködést szervezett, egy napfolt-adatközpontot alkotott meg a zürichi obszervatóriumban. A különböző megfigyelőkre meghatározott k értékek alapján egységes adatsorként rendszeresen publikálta a W_z értékeket. Ezenkívül hosszú és fáradtságos munkával összegyűjtötte a régi napmegfigyelési anyagokat, ezek alapján meghatározta a naptevékenység menetét egészen 1700-ig visszamenőleg. Természetesen a régi adatok hiányosabbak, így 1818-tól sikerült rekonstruálni a napi, 1749-től a havi átlagos és 1700-tól az évi átlagos relatívszámokat.

WOLF után munkáját utódai, A. WOLFER, W. BRUNNER és M. WALDMEIER folytatták Zürichben. WOLFER kissé másképpen kezdte számolni a foltokat, minden egyes kis umbrát is belevéve, ezért az ő megfigyelései óta a zürichi relatívszám meghatározásához is $k=0,6$ értéket használnak. WALDMEIER nyugalomba vonulása után a relatívszám adatközpontja 1981. jan. 1-től Brüsszelbe került, ahol A. KOECKLENBERGH gyűjti össze és publikálja rendszeresen az adatokat. Visszamenőleg pedig az 1970-es években J. EDDY gyűjtötte össze különös gondossággal az 1700 előtti napfolt-megfigyeléseket, így egészen GALILEIig (1610) sikerült visszafelé a relatívszámot meghatározni. Az eddig összegyűjtött anyag grafikonját a 3.2.39. ábrán láthatjuk.

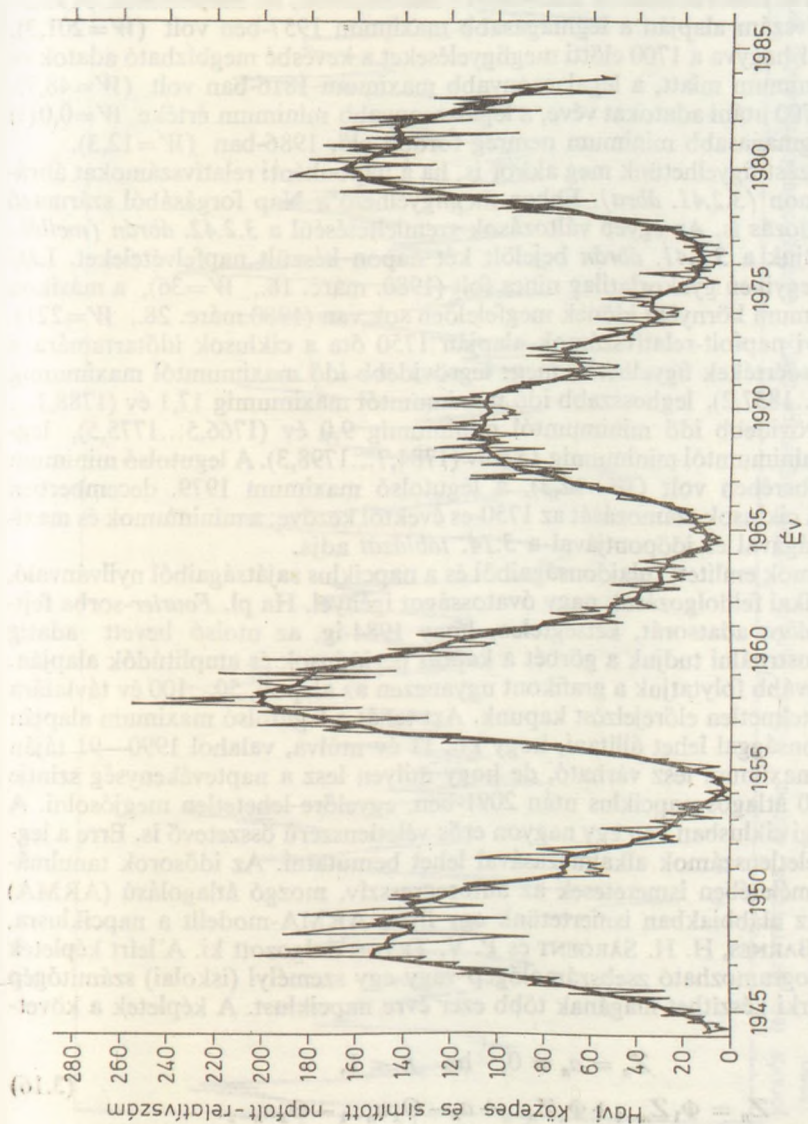
Mint a meghatározásából is látható, a relatívszám nem fizikai mennyiség. Ha például ($k=1$ -et feltételezve) a napkorongon két kis pórus látható, akkor ha ezek egy párt alkotnak, $W=12$, ha külön találhatók, $W=22$. Természetesen *van* összefüggés a foltok száma és a relatívszám között, de nem mondható, hogy a Nap pontosan kétszer olyan aktív, ha a relatívszám kétszeres. A több obszervatórium adataira, vagy a hosszabb időszakra szóló átlagolás kisimítja az ingadozásokat, így már megbízhatóbb az adatsor. Hátrányainak ismerete mellett sokan mégis szívesen használják a relatívszámot, mert ebből létezik a leghosszabb egynemű és megbízható adatsor, tehát ennek segítségével lehet hosszabb időszakra kiterjedő vizsgálatokat végezni.

Nézzük tehát, hogy mit lehet a 3.2.39. ábrán bemutatott több, mint 350 éves adatsorból megtudni! Többé-kevésbé szabályosan ismétlődő maximumok figyelhetők meg, amelyek átlagos távolsága 11,1 év, de az is látható, hogy a maximumok magassága és a ciklus tartama erősen változó. Észrevehető az is, hogy a minimumtól a maximumig gyorsabb az emelkedés, többnyire 3-4 év körüli, míg a csökkenés lassúbb. Mindenesetre jól látható, hogy nem egy szabályos, periodikus jelenséggel van dolgunk, hanem egy nagyon változékony ciklussal. Ezt megerősíti az 1650 és 1700 közötti ún. *Maunder-minimum*, amikor a naptevékenység abnormálisan alacsony szintű volt. Régebbi vizsgálatok alapján J. EDDY hívta fel erre ismét a figyelmet az 1970-es években megjelent cikkeiben, szerinte a naptevékenység ebben az időben majdnem teljesen szünetelt. Ha ez ennyire erősen nem is igaz, de valóban nagyon alacsony relatívszámokat sikerült összegyűjteni erre az időre, és a földi hatásokban is észrevehető volt a hosszantartó minimum.

Ha a 3.2.39. ábrán bemutatott évi közepes relatívszámok helyett a havi közepes



3.2.39. ábra. A napfolt-relatívszámok menete 1610-től 1987-ig. A grafikonon az évi közepes relatív-számok vannak ábrázolva. Az 1650 és 1700 közötti rész az ún. *Maunder-minimum*



3.2.40. ábra. A havi közepes napfolt-relatívszámok menete az utolsó négy napciklus folyamán.
 A nagy ingadozások miatt inkább az ábrán szintén feltüntetett 13 hónapos csúszó közepeléssel
 simított havi relatívszám-görbe alapján állapítják meg a napfoltmaximumok, ill. -minimumok
 időpontját

relatívszámot nézzük (3.2.40. ábra), ebben is erős ingadozásokat figyelhetünk meg. Ezért pl. a napfoltmaximumok, ill. -minimumok időpontját 13 hónapos csúszó közepeléssel simított havi átlagos relatívszámok alapján állapítják meg, ami szintén látható az ábrán. Ebből az is következik, hogy legalább egy-másfél évnek el kell telnie ahhoz, hogy a napfoltminimum, ill. -maximum időpontját biztonsággal megmondhassuk, bár, így is előfordulhatnak másodlagos maximumok, ill. minimumok. A simított havi relatívszám alapján a legmagasabb maximum 1957-ben volt ($W=201,3$), figyelmen kívül hagyva a 1700 előtti megfigyeléseket a kevésbé megbízható adatok és a Maunder-minimum miatt, a legalacsonyabb maximum 1816-ban volt ($W=48,7$). Szintén csak 1700 utáni adatokat véve, a legalacsonyabb minimum értéke $W=0,0(!)$ 1810-ben, a legmagasabb minimum nemrég fordult elő, 1986-ban ($W=12,3$).

Erős ingadozást figyelhetünk meg akkor is, ha a naponkénti relatívszámokat ábrázoljuk grafikonon (3.2.41. ábra). Ebben megfigyelhető a Nap forgásából származó 27 napos ingadozás is. Az egyéb változások szemléltetéséül a 3.2.42. ábrán (mellékleten) bemutatjuk a 3.2.41. ábrán bejelölt két napon készült napfelvételeket. Látható, hogy az egyikén gyakorlatilag nincs folt (1980. márc. 16., $W=36$), a másikon viszont a maximum környéki időnek megfelelően sok van (1980. márc. 28., $W=221$). A simított havi napfolt-relatívszámok alapján 1750 óta a ciklusok időtartamára a következő szélsőértékek figyelhetők meg: legrövidebb idő maximumtól maximumig 7,3 év (1829,9...1837,2), leghosszabb idő maximumtól maximumig 17,1 év (1788,1...1805,2), legrövidebb idő minimumtól minimumig 9,0 év (1766,5...1775,5), leghosszabb idő minimumtól minimumig 13,6 év (1784,7...1798,3). A legutolsó minimum 1986. szeptemberében volt ($W=12,3$), a legutolsó maximum 1979. decemberben ($W=164,5$). A ciklusok számozását az 1750-es évektől kezdve, a minimumok és maximumok nagyságával és időpontjával a 3.14. táblázat adja.

A relatívszámok említett tulajdonságaiból és a napciklus sajátságaiból nyilvánvaló, hogy matematikai feldolgozásuk nagy óvatosságot igényel. Ha pl. Fourier-sorba fejtjük a 3.2.39. ábra adatsorát, kétségtelen, hogy 1984-ig, az utolsó bevett adatig pontosan rekonstruálni tudjuk a görbét a kapott periódusok és amplitúdók alapján. Ha azonban tovább folytatjuk a grafikont ugyanezen az alapon, 50...100 év távlatára már teljesen értelmetlen előrejelzést kapunk. Azt tehát a legutolsó maximum alapján elég nagy biztonsággal lehet állítani, hogy kb. 11 év múlva, valahol 1990–91 táján ismét napfoltmaximum lesz várható, de hogy milyen lesz a naptevékenység szintje 111 év, azaz 10 átlagos napciklus után 2091-ben, egyelőre lehetetlen megjósolni. A naptevékenységi ciklusban van egy nagyon erős véletlenszerű összetevő is. Erre a legjobb példát véletlenszámok alkalmazásával lehet bemutatni. Az idősorok tanulmányozásának elméletében ismeretesek az autoregresszív, mozgó átlagolású (ARMA) folyamatok. Az alábbiakban ismertetünk egy ilyen ARMA-modellt a napciklusra, amelyet J. A. BARNES, H. H. SARGENT és P. V. TRYON dolgozott ki. A leírt képletek alapján egy programozható zsebszámológép vagy egy személyi (iskolai) számítógép segítségével bárki készíthet magának több ezer évre napciklust. A képletek a következők:

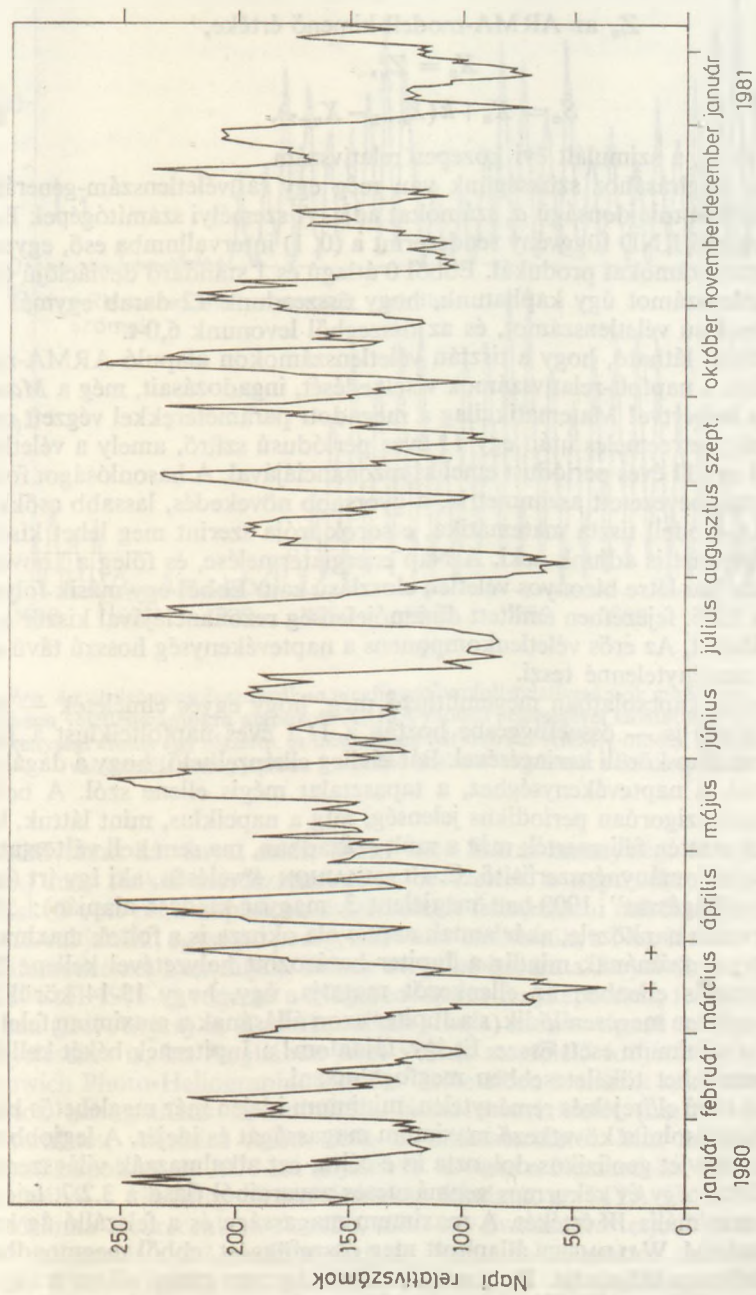
$$Z_n = a_n = 0, \quad \text{ha } n < 1, \quad (3.16)$$

$$Z_n = \Phi_1 Z_{n-1} + \Phi_2 Z_{n-2} + a_n - \Theta_1 a_{n-1} - \Theta_2 a_{n-2}.$$

Ez a tulajdonképpeni ARMA-modell. A paraméterek következő értékei adnak megfelelő ciklust:

$$\Phi_1 = 1,906\ 93, \quad \Theta_1 = 0,785\ 12,$$

$$\Phi_2 = -0,987\ 51, \quad \Theta_2 = -0,406\ 62.$$



3.2.41. ábra. A napi relatív számok menete 1980 folyamán, tehát a maximum tetején. Látható az erős ingadozás. A márciusban megjelölt két dátumhoz tartozó napképeket a 3.2.42. ábra mutatja

az a_n pedig normális (Gauss-) eloszlású véletlenszám-sorozat, nulla átlaggal (várható értékkel) és $\sigma=0,4$ standard deviációval (előállítási módját lásd alább!);

Z_n az ARMA-modell kimenő értéke,

$$X_n = Z_n^2,$$

$$S_n = X_n + k(X_{n-1} - X_{n-2}), \quad (3.17)$$

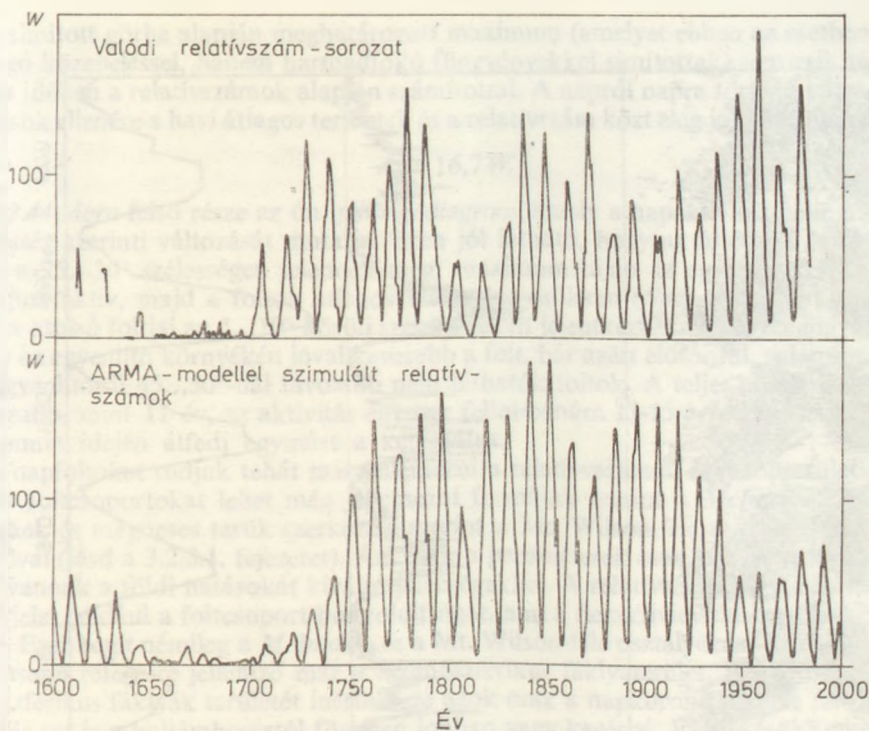
itt $k=0,03$ és S_n a szimulált évi közepes relatívszám.

A program megírásához szükségünk van még egy (ál)véletlenszám-generátorra, amely a megkívánt tulajdonságú a_n számokat adja. A személyi számítógépek BASIC nyelvében meglévő RND függvény rendszerint a (0, 1) intervallumba eső, egyenletes eloszlású véletlenszámokat produkál. Ebből 0 átlagú és 1 standard deviációjú Gauss-eloszlású véletlenszámot úgy kaphatunk, hogy összeadunk 12 darab egymás utáni egyenletes eloszlású véletlenszámot, és az összegből levonunk 6,0-t.

A 3.2.43. ábrán látható, hogy a tisztán véletlenszámokon alapuló ARMA-modell jól reprodukálja a napfolt-relatívszámok viselkedését, ingadozásait, még a Maunder-minimumot is beleértve! Matematikailag a megadott paraméterekkel végzett mozgó közepelés a négyzetreemelés után egy 11 éves periódusú szűrő, amely a véletlen eloszlású zajból egy 11 éves periódust emel ki rezonanciájával. A hasonlóságot fokozza a (3.17) képlettel bevezetett aszimmetria, a gyorsabb növekedés, lassabb csökkenés. Bár az ARMA-modell tiszta matematika, e sorok írója szerint meg lehet kísérelni, hogy fizikai értelmet is adjunk neki. A Nap energiatermelése, és főleg a konvekciós zóna állandóan hoz létre bizonyos véletlen eloszlású zajt. Ebből egy másik folyamat, talán éppen a 3.2.5. fejezetben említett dinamójelenség rezonanciájával kiszűr egy 11 év körüli periódust. Az erős véletlenkomponens a naptevékenység hosszú távú előrejelzését eleve reménytelenné teszi.

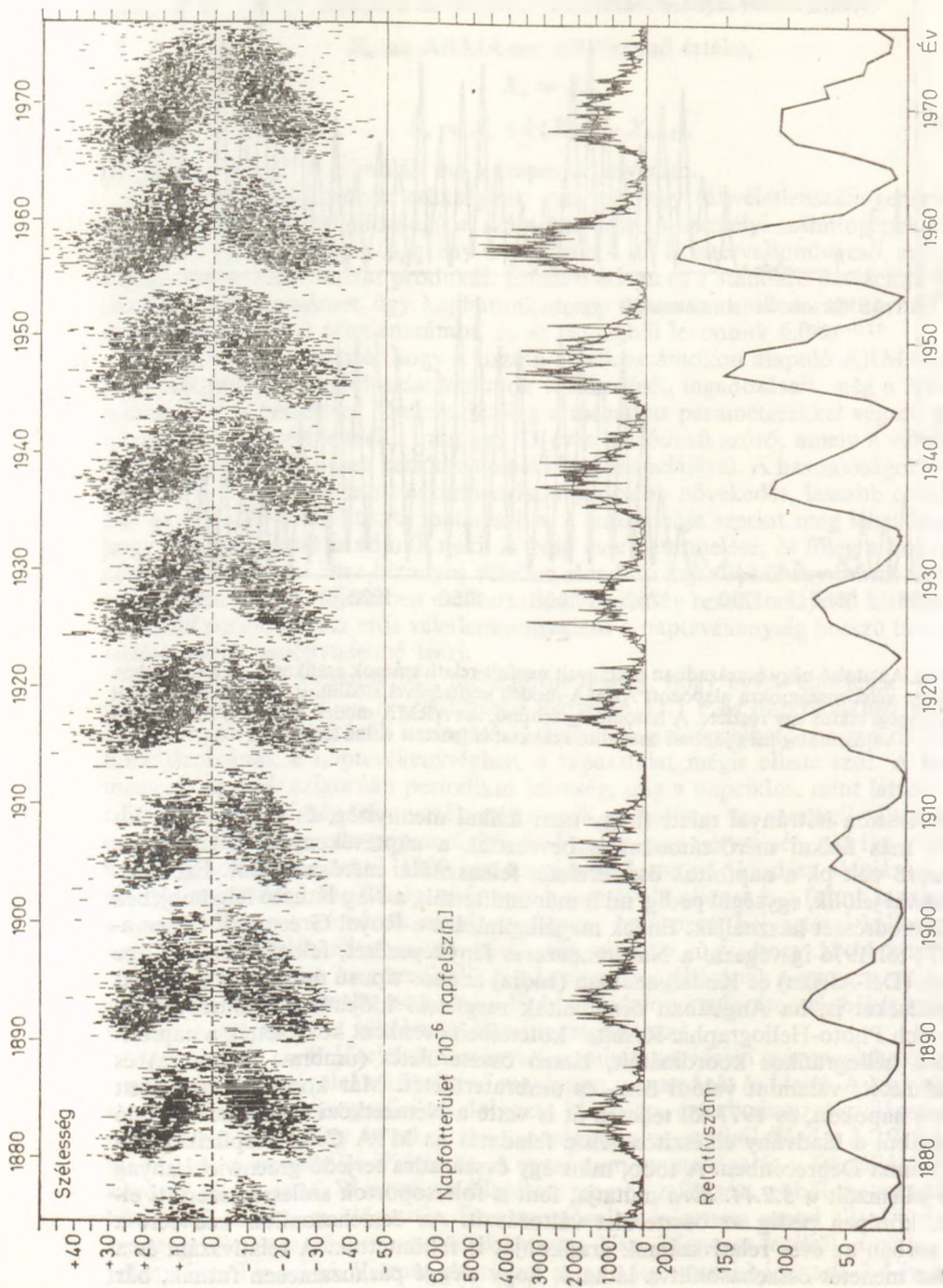
A napciklussal kapcsolatban megemlíthető még, hogy egyes elméletek — már a múlt század végén is — összefüggésbe hozták a 11,1 éves napfoltciklust a Jupiter 11,86 évig tartó Nap körüli keringésével. Bár elvileg elképzelhető, hogy a dagályerők hozzájárulnának a naptevékenységhez, a tapasztalat mégis ellene szól. A bolygók mozgása ugyanis szigorúan periodikus jelenség, míg a napciklus, mint láttuk, távolról sem az. Ezt szintén felismerték még a múlt században, ma sem kell változtatnunk a nagy francia tudománynépszerűsítő, C. FLAMMARION érvelésén, aki így írt (idézve a „Népszerű csillagászat” 1900-ban megjelent 3. magyar kiadása alapján): „Aztán akár a Jupiternek a napközele, akár annak naptávola okozza is a foltok maximumát, a foltok bizonyos számának mindig a Jupiter határozott helyzetével kellene összeesni. A tapasztalás ellenben az ellenkezőt mutatja, úgy, hogy 13-14 körforgás alatt a szerep egészen megcserélődik, s a Jupiter azon állásának a maximum felel meg, mellyel előbb a minimum esett össze. És így, fájdalom! a Jupiternek békét kell hagyunk.” Ma sem lehet tökéletesebben megfogalmazni.

Bár a hosszú távú előrejelzés reménytelen, minimum idején már meglehetősen biztonsággal meg lehet jósolni a következő maximum magasságát és idejét. A legjobb módszert A. I. OJ szovjet geofizikus dolgozta ki e célra, ezt alkalmazzák világszerte. Ez a minimum előtti négy év rekurrens geomágneses zavaraiából (lásd a 3.2.7. fejezetet) számítja ki a maximális W értékét. A maximum magassága és a felszálló ág hossza között pedig már M. WALDMEIER állapított meg összefüggést, ebből megmondható a következő maximum időpontja. Ez a megjósolhatóság nem mond ellent a naptevékenység véletlenszerű összetevőjének, mert a Nap mágneses teréből, a ciklus fizikai jellemzőjéből indul ki. Viszont nagyjából ez az a leghosszabb időszak, 3-4 év, amennyire valamennyire is pontosan előre lehet jelezni a naptevékenységet.



3.2.43. ábra. Az utolsó négy évszázadban megfigyelt napfolt-relatívszámok grafikonja, és a szövegben leírt, teljesen véletlenszámokra alapozott ARMA-modell segítségével előállított 7500 éves szimulált naptevékenységi ciklus egy részlete. A hasonlóság feltűnő. Az ARMA-modell hosszabb futtatásával valószínűleg még jobban hasonlító szakaszt is lehetett volna létrehozni

A relatívszám hátrányai miatt (hogy nem fizikai mennyiség, és túlértékeli a kis foltokat) más fizikai mérőszámokat is bevezettek a naptevékenység jellemzésére. Kézenfekvő volt pl. a napfoltok összterületét felhasználni mérőszámként. Ezt rendszerint A -val jelölik, egységül pedig, mint már említettük, a Nap látható félgömbjének egymilliomodrészét használják. Ennek megállapítására a Royal Greenwich Observatory 1874-től 1976-ig végezte a Nap rendszeres fényképezését, felhasználva a Cape Townban (Dél-Afrika) és Kodaikanalban (India) azonos típusú műszerekkel végzett megfigyeléseket is, ha Angliában nem voltak megfelelő időjárási körülmények. A „Greenwich Photo-Heliographic Results” kötetekben évenként közzétették a napfoltcsoportok heliografikus koordinátáit, látszó összterületét (umbra + penumbra) és umbraterületét, valamint valódi össz- és umbraterületét. Már korábban besegített a hiányzó napokon, és 1977-től teljesen át is vette a Nemzetközi Csillagászati Unió megbízásából a kiadvány elkészítésének a feladatát az MTA CsKI Napfizikai Observatóriuma Debrecenben. A több, mint egy évszázadra terjedő greenwichi anyag legfőbb jellemzőit a 3.2.44. ábra mutatja, fent a foltcsoportok szélesség szerinti eloszlását, középen pedig az összterület változásait. Az összehasonlítás kedvéért a legalsó sorban az éves relatívszámok grafikonját is feltüntettük. A relatívszám és a foltterület menetét összehasonlítva látható, hogy eléggé párhuzamosan futnak, bár bizonyos különbségek is előfordulnak. A foltterületekben is elég nagy az ingadozás,



3.2.44. ábra. A greenwichi napfoltmérések több, mint egy évszázados anyagának feldolgozása (Science and Engineering Research Council, Anglia, B. D. YALLOP szíveségéből). A felső részen a napfoltok heliografikus szélesség szerinti eloszlása látható, az ún. *plangódiagram*, alatta a napfoltterületek változása. Mint a legalsó sorban hozzáfűzött napfolt-relatívszámokból látható, a terület és a relatívszám közötti összefüggés van, bár kisebb különbségek is megfigyelhetők.

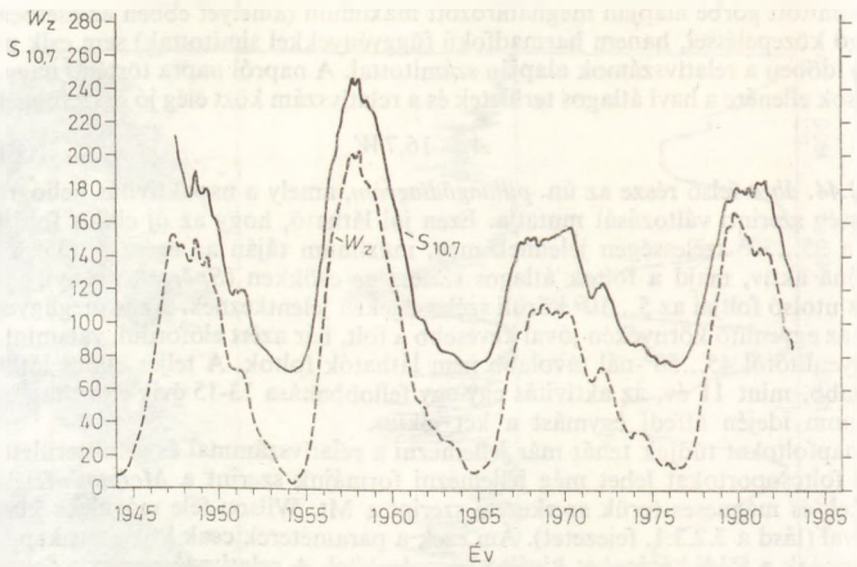
és a simított görbe alapján meghatározott maximum (amelyet ebben az esetben nem mozgó közepeléssel, hanem harmadfokú függvényekkel simítottak) sem esik mindig össze időben a relatívszámok alapján számítottal. A napról napra történő nagy ingadozások ellenére a havi átlagos területek és a relatívszám közt elég jó összefüggés van:

$$A = 16,7W \quad (3.18)$$

A 3.2.44. ábra felső része az ún. pillangódiagram, amely a napaktivitás heliografikus szélesség szerinti változását mutatja. Ezen jól látható, hogy az új ciklus foltjai először a 25...30° szélességen jelennek meg, maximum táján az egész 5...35° közötti foltzóna aktív, majd a foltok átlagos szélessége csökken (*Spörer-törvény*), végül a ciklus utolsó foltjai az 5...10° körüli szélességeken jelentkeznek. Az is megfigyelhető, hogy az egyenlítő környékén jóval kevesebb a folt, bár azért előfordul, valamint hogy az egyenlítőtől 45...50°-nál távolabb nem láthatók foltok. A teljes ciklus láthatóan hosszabb, mint 11 év, az aktivitás egy-egy fellobbanása 13-15 évig eltarthat, mert a minimum idején átfedi egymást a két ciklus.

A napfoltokat tudjuk tehát már jellemezni a relatív számmal és a foltterülettel, az egyes foltcsoportokat lehet még jellemezni formájuk szerint a *McIntosh*-féle betűjelekkel, és mágneses terük szerkezete szerint a *Mt. Wilson*-féle mágneses klasszifikációval (lásd a 3.2.3.1. fejezetet). Ám ezek a paraméterek csak közvetett kapcsolatban vannak a földi hatásokat kiváltó jelenségekkel. A relatív szám vagy a foltterület nem jelzi például a foltcsoport bonyolultságát, ami a fleraktivitással szorosan összefügg. Ezen segít némileg a *McIntosh*- és a *Mt. Wilson*-féle osztályozás. Az aktív vidék magasabb rétegeire jellemző már a kromoszférikus fáklyaterület. Kezdetben még a fotoszférikus fáklyák területét mérték, de azok csak a napkorong pereme felé láthatók, és ott is a hullámhossztól függően jobban vagy kevésbé. Ezért később, mikor a spektroheliográfál végzett megfigyelések során kiderült, hogy az ionizált kalcium *K*-vonalában látható kromoszférikus fáklyák elég pontosan követik a fotoszférikus fáklyamezőket (3.2.29. ábra), ezek területét kezdték használni (*Calcium Plage Index*) mind az aktív vidék, mind pedig az általános aktivitás jellemzésére. A területet ismét geometriai korrekció után a látható félgömb milliomodrézában adják meg. Ennek a paraméternek a fizikai jelentése, mint a 3.2.6. fejezetben láttuk, a kb. 0,01 T-nál nagyobb fluxussűrűségű fotoszférikus mágneses terek által elfoglalt terület. Mivel ezek erősen hozzájárulnak a napkorona fűtéséhez, ennek következtében a rövidhullámú (ibolyántúli, röntgen-) sugárzáshoz, bizonyos földi jelenségek jó kapcsolatot mutatnak ezzel az indexxel.

Szintén lényegében a napkoronával kapcsolatos az egyik nagyon széleskörűen használt paraméter, a Nap mikrohullámú rádiósugárzásának intenzitása. A második világháborúban, az angol radartechnika kifejlesztésével kapcsolatban fedezte fel *J. S. Hey* a Nap méteres hullámhosszúságú rádiósugárzását 1942. február 26—28-án. Azóta több rádiófrekvencián is megfigyelik rendszeresen a Napot, ezek közül a legelterjedtebb és a legnépszerűbb a 2800 MHz-en (10,7 cm-es hullámhosszon) mért rádiófluxus észlelése. Ezt 1948-ban kezdte meg *A. Cowington* Ottawában (Kanada), és a mérések azóta is nagyobb megszakítás nélkül folynak. A rádiósugárzás erősségét $10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ egységekben adják meg, amelynek közkeletű angol neve *Solar Flux Unit* (napfluxus egység), rövidítése *SFU*. A rádiósugárzás lényegesen könnyebben mérhető, mint a napfoltparaméterek, mivel az időjárási tényezők nem hátráltatják a megfigyeléseket. Ezt a paramétert $S_{10,7}$ -tel jelölik. Mivel a rádiósugárzás a koronából ered, a relatív számtól és a foltterülettől eltérően az $S_{10,7}$ értéke minimum idején sem nulla, hanem 50...70 SFU közt található, maximum táján a relatív számhoz hasonlóan 250 körüli értékeket ér el. Bár maga a mérés rádóhullámhosszakon



3.2.45. ábra. A napfolt-relatívszám és a 10,7 cm-es rádiósugárzás-fluxus simított havi középértékeinek menete az utolsó négy ciklusban. A rádiósugárzás jól követi a relatívszámot, a legfőbb különbség az, hogy minimum idején sem csökken nullára, hanem a nyugodt napkorona hőmérsékleti sugárzásának szintjére

történik, ez a paraméter mégis jól jellemzi a korona rövidhullámú sugárzását, legalábbis ennek lassan változó részét. Ezért egyes földi hatások, felsőlégköri változások esetében jobb összefüggés figyelhető meg az $S_{10,7}$ -tel, mint az W_z -vel vagy A -val. A fterek hatását azonban ez az index sem tartalmazza. Könnyű megfigyelhetősége és fizikailag könnyebb értelmezése, valamint a földi hatásokkal jobb kapcsolata miatt egyesek a relatívszám helyébe akarják állítani, mint általános paramétert. A 3.2.45. ábrán látható az $S_{10,7}$ és W_z menete az utolsó néhány ciklusban, az egyezés elég jó. Az általános használathoz a problémát az jelenti, hogy a különböző állomásokon mért $S_{10,7}$ értékek elég erősen eltérnek egymástól, ezért egy állomás (rendszerint Ottawa) adatait érdemes használni. Ha a fluxus abszolút értéke bizonytalan is, a változásokat megbízhatóan meg lehet állapítani a méréssorozatból.

A korona jellemzésére a rádiósugárzáson kívül a napkorona optikai megfigyeléseit felhasználják. Az optikai koronaindex a zöld (vagy vörös) koronavonal (lásd a 3.2.4. fejezetet) átlagos intenzitása az adott napon. Ezt a mérést néhány külön erre a célra épített magashegyi obszervatórium végzi. Koronagráfhoz épített spektrográffal a napkorong peremétől $40''$ -nyi távolságra, pozíciószögben 5° lépésenként határozzák meg az adott koronavonal fényességét, és a 72 értékből vett átlag a koronaindex. Ezenkívül a méréseket napi diagramok vagy egy naprotációt felölelő szinoptikus térképek formájában is közzéteszik, erre a fejezet későbbi részeiben, a napszolgálatnál még visszatérünk.

A rádiósugárzás már említett lassan változó komponense mellett a Nap aktív jelenségeivel a sugárzás többé-kevésbé hirtelen növekedései, ún. *rádiókitörések* is járnak. Mint a 3.2.8. ábra jobb alsó sarkában látható, energetikailag ezek teljesen elhanyagolhatók, viszont könnyen megfigyelhetők és jól értelmezhetők. A rádióobszervatóriumok ezeket is rendszeresen jelentik, és különböző típusaikat római számokkal

jelölik. Az I. típust más néven *zajviharnak* is nevezik. Ez rövid, 0,1...10 s tartamú impulzusokból áll, és nagyobb napfoltcsoportokkal van összefüggésben. Néhány órától néhány napig tarthat. Egy nagy napfoltcsoporttal kapcsolatos zajvihar, és ebben a foltcsoportban egy flerrel kapcsolatos későbbi rádiókitörés vezetett 1942-ben a Nap rádiósugárzásának említett felfedezéséhez.

A napkitörésekkel függenek össze a többi rádiókitörések. A II. típusú kitörések frekvenciája fokozatosan csúszik a magasabbaktól az alacsonyabb felé, kb. 1 MHz s^{-1} sebességgel. A rádiótávcsöves helyzetmérésekből egyértelműen megállapítható, hogy ezt a flerekből kidobott elektronfelhők gerjesztik. Egy II. típusú kitörés fél óráig is eltarthat. Nagyobb flerek alatt figyelhetők meg a III. típusú rádiókitörések, ezeknek a frekvenciacsúszása 20 MHz s^{-1} körüli. Ezek főleg a fler kezdetekor jelentkeznek, és kiváltó okuk a napkoronában a fénysebesség harmadával—negyedével terjedő elektronnyaláb. Egyes esetekben a II., ill. III. típusú rádiókitöréseket szélesávú sugárzás kíséri, amelyet az aktív vidék mágneses tereibe befogott elektronok szinkrotronsugárzása okoz. A II. típusú kitörés utáni ilyen szélesávú sugárzást IV. típusú rádiókitörésnek, a III. típusú utánit V. típusú kitörésnek nevezik. Mivel az I. típusú kitörés kivételével minden rádiókitörés a flerek részecskesugárzásával áll kapcsolatban, megfigyelésük jelentős az esetleges földi hatások előrejelzésében.

Az optikai tartományban a napkitöréseket a 3.2.3.2. fejezetben leírt osztályozás alapján jellemzik területük és fényességük szerint, bár ez nem áll teljesen szoros kapcsolatban az energiasugárzásukkal. Ezért hasznos az ugyancsak a 3.2.3.2. fejezetben említett röntgenfluxus szerinti osztályozás is, főleg azért, mert ennek betű—szám kombinációja megadja a fler tényleges lágy röntgensugárzás-fluxusát is.

Az egyes flerek jellemzésén kívül néha hasznos lehet a Nap általános flertevékenységének jellemzése is. Erre egy flerindex (I_f) jelű mennyiség szolgál, amelynek definíciója:

$$I_f = \frac{0,76}{T^*} \Sigma (A_d)^2. \quad (3.19)$$

itt I_f a flerindex, T^* az adott napon a napszolgálat ténylegesen H_a -megfigyelésekkel töltött ideje percben, A_d pedig a flerek mért *látszólagos* területe a *napkorong* milliomodrészében, tehát nincs geometriailag korrigálva a félgömbre. Ezért az I_f a napkorong közepén előforduló nagy flereket hangsúlyozza.

A naptevékenység jellemzésére szolgáló indexek közül egyesek elfelejtődnek, újak jönnek helyükbe, ahogy a fizikai folyamatokat egyre jobban megértjük. Ennek során elválaszthatjuk az elsődleges jelenségeket az okozatoktól, vagy új, fontos jelenségeket fedezünk fel. Szó volt pl. arról, hogy a fáklyaterületeket felváltotta a kalciumindex, ma már nem használják a protuberancia-összterületet sem, mivel a nyugodt protuberanciáknak nincs jelentőségük a földi hatások szempontjából, az aktív, eruptív protuberanciák viszont túl rövid életűek ahhoz, hogy a napi egy megfigyelés alapján jellemezhető legyenek. Új jelenségek viszont a koronalyukak (3.2. IV. *színes ábra*), amelyekből a Földön is zavarokat okozó gyors napszél-nyalábok indulnak. Jelentőségükre a 3.2.7. fejezetben még visszatérünk, jellemzésükre egyértelmű indexet még nem dolgoztak ki. A jelenséget a röntgentartományban, légkörön kívülről készült felvételeken fedezték fel, így látszott legszembetűnőbben. Miután a koronalyukak fizikai természetét sikerült tisztázni, az úrészlelésekkel egyidejű földi megfigyelésekből kiderült, hogy a földfelszínről is megfigyelhetők a koronalyukak. Nemcsak a korábban már említett koronavonal-intenzitás mérésekből, amelyekben mint fényességi minimumok jelentkeznek a napperem mellett, hanem a semleges hélium 1083,0 nm hullámhosszúságú infravörös színeképvonalának fényében készült spektrohélió-

gramokon a napkorongon is. A hélium, nemesgáz lévén rendkívül nehezen ionizálható és gerjeszthető, az említett színképvonal a kromoszféra-korona átmeneti rétegben keletkezik, a koronalyukak legalján. Így a kozmikus és földfelszíni *együttes* megfigyelések tanulmányai alapján ma már költséges űreszközök nélkül, jóval olcsóbb földi távcsövekkel is nyomon tudjuk követni a koronalyukakat.

Szintén egy újabb index, amelynek a felhasználására és értelmezésére most folynak a kutatások, a *napállandó* (3.2.7. ábra). Az ingadozások mérése műholdakról, nagy pontosságú műszerekkel történik. Az eredményekből látható, hogy a napfoltcsoportok okozta ingadozásokon kívül a napállandó értéke változik a naptevékenységi ciklussal, maximumban átlagosan kb. 0,08%-kal nagyobb, mint minimumban.

A földi hatások szempontjából nagyon fontos paraméter a napszél sebessége, sűrűsége és mágneses tere. Ezt csakis a helyszínen, megfelelő pályákra állított űreszközökkel lehet pontosan meghatározni. A napszélsebesség és a földi magnetoszféra kapcsolata a 3.2.7. fejezetben még részletesen visszatérünk.

Mint az eddigiekből is látható, a naptevékenységnek, a Nap általános állapotának sok, nagyon különböző jellemző paramétere van. Mivel Földünk a kis változásokra is nagyon érzékenyen reagál, természetes, hogy a Napot folyamatosan meg kell figyelni. Világszerte több obszervatórium végez összehangolt megfigyeléseket, amelyeket világadatközpontok gyűjtenek össze, és továbbítanak kinek-kinek sürgősség szerint vagy alaposabb feldolgozás és rendszerezés után különböző publikációk formájában. Ezt az egész világra kiterjedő rendszert nevezik *napszolgálatnak*.

A napszolgálat létrehozásának története hosszú időre nyúlik vissza. A csillagászati obszervatóriumok általában sokirányú megfigyeléseket végeznek, az ott dolgozók érdeklődése, vagy a hagyományok és lehetőségek szerint kialakult megfigyelési program szerint. A rendszeres napmegfigyelések céljára Zürichben (Svájc) R. WOLF már a múlt század közepén szervezett együttműködést más obszervatóriumokkal a relatívszám rendszeres meghatározására. A greenwichi obszervatórium is a fotografikus napészlelések feldolgozásához felhasználta Cape Town (Dél-Afrika) és Kodaikanal (India) felvételeit, ez utóbbi obszervatóriumokban is azonos típusú műszerekkel fényképezték a Napot. Ezek a megfigyeléssorozatok, amelyek mind a mai napig folytatódnak (azzal a különbséggel, hogy a relatívszám folytatását 1981-től Brüsszel, a fotografikus napészlelések folytatását 1977-től Debrecen vette át), naponta csak egy adatot határoznak meg, a naptevékenység lassan változó napfolt-összetevőjével foglalkoznak.

A kromoszféra megfigyelésére alkalmas spektroheliográf és spektroheliószkóp megalkotása, és a gyorsan változó kromoszférikus jelenségek felfedezése után a XX. századi asztrofizika legnagyobb szervező egyénisége, G. E. HALE 1904-ben megszervezte a Nemzetközi Napkutató Uniót, amelynek egyik fő célja az egységes program és módszerek szerinti napmegfigyelés volt. A későbbiekben HALE ebből a célból több spektroheliószkópot épített és osztott szét különböző földrajzi hosszúságokon működő obszervatóriumoknak, hogy a Nap lehetőleg folytonos megfigyelés alatt legyen. A Nemzetközi Napkutató Unióból nőtt ki a későbbiekben a Nemzetközi Csillagászati Unió (IAU), amelynek jelenleg két bizottsága foglalkozik a napkutató kérdésével: a 10. („Naptevékenység”) és a 12. („A napléggör fizikája”).

Nagy jelentősége volt a napszolgálat fejlődésében az 1957–58-ban lezajlott Nemzetközi Geofizikai Évnek. Ezt a nagy, valóban globális tudományos programot, mint elnevezéséből is kitudó, a Föld tanulmányozására szervezték. A méréseket 64 ország 4000 megfigyelő állomása végezte, behálózva gyakorlatilag az egész földgolyót. Mivel a geofizikai folyamatok egy részénél már eleve ismeretes volt, hogy a naptevékenység meghatározó szerepet játszik, megszervezték egy kiterjedt obszervatórium-

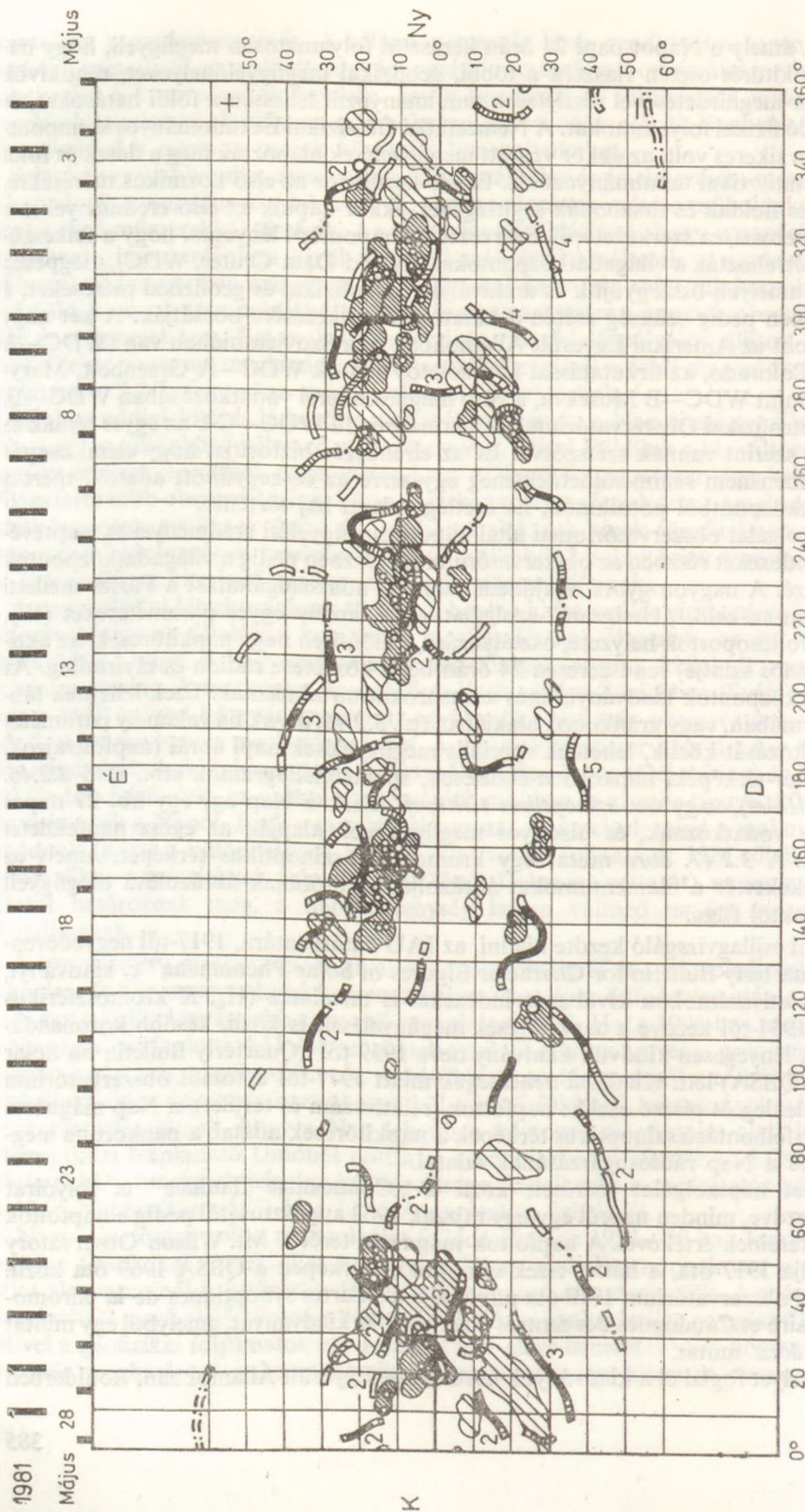
hálózatot, amely a Napot napi 24 órán keresztül folyamatosan megfigyeli, hogy nagyobb napkitörés esetén riasztva a többi, geofizikai megfigyelőhelyeket, rendkívüli világnapok meghirdetésével részletesen tanulmányozni lehessen a földi hatásokat, és a lejátszódó fizikai folyamatokat. A Nemzetközi Geofizikai Év tudományos szempontból nagyon sikeres volt, az ekkor végzett megfigyelések alapozták meg a flerek és földi hatásaik statisztikai tanulmányozását. Ekkor került sor az első kozmikus mérésekre, mesterséges holdak és űrszondák segítségével, ekkor kapták az első eredményeket a földi magnetoszféra szerkezetéről. Szervezési szempontból lényeges, hogy a felkészülés során létrehozták a világszerte elhelyezkedő adatközpontokat (World Data Center, WDC), mégpedig többet is, amelyek összegyűjtik és archiválják a napfizikai és geofizikai méréseket, a későbbiekben pedig szükség esetén a kutatók rendelkezésére bocsátják. A két nagy világszerte elhelyezkedő adatközpont az Amerikai Egyesült Államokban és a Szovjetunióban van (WDC—A Boulder, Colorado, az űrkutatással kapcsolatos adatok WDC—A Greenbelt, Maryland; valamint WDC—B Moszkva, a Nap mágneses terei vonatkozásában WDC—B, Krími Asztrofizikai Observatórium). A harmadrendű WDC—C-k az egyes témák és földrészek szerint vannak szétszórva. Ez az elrendezés biztosítja, hogy elemi csapás következtében nem semmisülhetnek meg egyszerre az összegyűjtött adatok, mert a többi adatközpontból pótolhatók, ha esetleg valami baj történik.

A napszolgálat obszervatóriumi által kapott megfigyelési eredményeket, naptevékenységi indexeket részben az obszervatóriumok, részben pedig a világszerte elhelyezkedő adatközpontok teszik közzé. A nagyon gyors, majdnem azonnali adatszolgáltatást a Párizs melletti Meudonban székelő, „Ursigram”-szolgálat végzi, amely egyes paramétereket (W_z , $S_{10,7}$, napfoltcsoportok helyzete, osztályozása, különösen nagy napkitörések, az aktivitás általános szintje) rendszeresen 24 órán belül közlésezi rádió és táviratilag. Az egyéb adatközpontok kiadványai más adatsorokat tartalmaznak. Ezek lehetnek táblázatos formában, vagy grafikonok alakjában (pl. 3.2.45. ábra), ha valamely paraméter időbeli változását közlik, lehetnek speciális megfigyelések napi ábrái (napfoltrajzok, mágneses tér-térképek, napkorona-észlelések, spektroheliogramok stb., lásd 3.2.46. ábrát, melléklet), vagy ún. szinoptikus térképek. Ezek a Nap egy-egy kb. 27 napos rotációjára vonatkoznak, és bizonyos megfigyelések alapján az egész napfelületet ábrázolják. A 3.2.47. ábra mutat egy kromoszféra-szinoptikus térképet, amely az aktív vidékeket és a filamentumokat ábrázolja, ez utóbbiak ábrázolása megfigyelt élettartamuktól függ.

A zürichi csillagvizsgáló kezdte kiadni, az IAU határozatára, 1917-től negyedévenként a „Quarterly Bulletin for Character Figures of Solar Phenomena” c. kiadványt, amely a relatív számokon kívül más indexeket is tartalmaz (H_α , K kromoszférikus indexek). 1934-től kezdve a napkitörések megfigyeléseit is közli, később koronaadatokat is. A lényegesen kibővült kiadvány neve 1939-től „Quarterly Bulletin on Solar Activity” (QBSA) lett. Kiadásai nehézségek miatt 1977-től a tokiói obszervatórium adja ki. Jelenleg öt részre oszlik: napfoltok (relatív szám és terület), a Nap mágneses tereinek kifelébontású szinoptikus térképei, a napkitörések adatai, a napkorona megfigyelései és a Nap rádiósugárzásának adatai.

A szovjet napszolgálat méréseit közli a „Солнечные Данные” c. folyóirat 1955-től kezdve, minden napról egy-egy rajzzal, 1962 augusztusától pedig a napfoltok mágneses tereinek értékével. A napfoltok mágneses terét a Mt. Wilson Observatory is publikálja 1917 óta, a háttér-terek szinoptikus térképeit a QBSA 1969 óta közli. A meudoni obszervatórium 1919 óta publikálja a „Cartes synoptiques de la chromosphere solaire et Catalogues des centres d'activité” c. kiadványát, amelyből egy mintát a 3.2.47. ábra mutat.

Külön helyet foglal el a kiadványok körében az Egyesült Államokban, Boulderben



3.2.47. ábra. A kromoszféra szinoptikus térképe a „meudoni térképen”. Ebben a kiadványban egy-egy napotáció, azaz 27 nap megfigyeléseit sűrítik egy térképbe, feltüntetve a foltcsoportokat és a filamentumokat

(Colorado állam) kiadott „Solar-Geophysical Data” (SGD). Ez 1955 óta jelenik meg, és rendkívül sokoldalú nap- és geofizikai adatgyűjteményt tartalmaz, a napszolgálat összes obszervatóriumából összegyűjtve, beleértve az űreszközökkel (mesterséges holdak, űrszondák) végzett megfigyelések adatait is. A különböző adatok átfutási ideje különböző, egyes összefoglalók két-három hónap késéssel, mások fél-másfél évvel később jelennek meg, viszont ez a legátfogóbb kiadvány. Ebben jelennek meg pl. a He I 1083,0 nm-es színképvonalában készült koronalyuk szinoptikus térképek. A megfigyelések egy része naponként van csoportosítva, a 3.2.46. ábra mutat egy mintát ebből. Több más ábrához is az anyag ebből a kiadványból származik.

A Nap tehát, mint látjuk, állandó megfigyelés alatt áll, és az új technikai lehetőségek egészen új típusú műszerek kifejlesztéséhez vezetnek. Érdekességként megemlíthető az amerikai légierő külön napszolgálat, az „Optikai Napfigyelő Hálózat” („Solar Optical Observing Network”, SOON). Ez jelenleg négy helyen (New Mexico, USA; Puerto Rico; Hawaii; Ausztrália) felállított automata távcsövekből áll. A távcsövek 25 cm átmérőjűek, számítógép vezérlésével állandóan követik a Napot. A H_{α} -kép egy televíziós képernyőre esik, amely a képpontokat fényesség szerint négy csoportba osztja: sötét (filamentum), közepes (nyugodt kromoszféra), kissé világos (kromoszférikus fáklya) és nagyon világos (fler). Az adatokat 5 másodpercenként mágnesszalagra rögzíti, és ha flert vesz észre, automatikusan riasztja a kezelőt, egyben kis is írja a fejlődés adatait. A távcsővel ezenkívül filmfelvételeket, napfolt- és mágneses megfigyeléseket is lehet végezni. Látható tehát, hogy a Nap megfigyelésének nagy gyakorlati fontossága van, ha ennyi pénzért érdemesnek tartottak áldozni egy külön napszolgálat céljára.

Magyarországon a legnagyobb napfizikai adatgyűjtemény az MTA Csillagászati Kutatóintézetének Napfizikai Obszervatóriumában van, Debrecenben. Egyrészt a magyarországi napmegfigyelések rajzai és filmnegatívjai, másrészt az említett kiadványok alapján több, mint száz évre visszamenőleg tanulmányozhatók a naptevékenység különböző megnyilvánulásai.

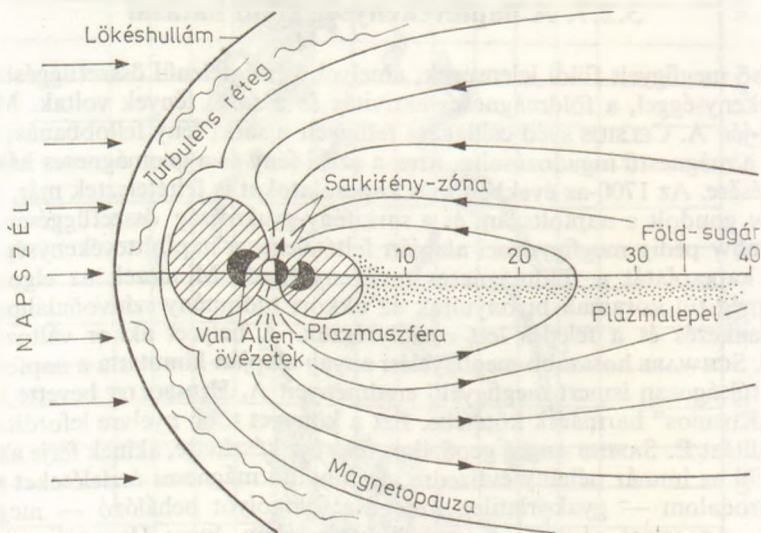
3.2.7. A naptevékenység földi hatásai

A legelső megfigyelt földi jelenségek, amelyek kétségtelenül összefüggésben álltak a naptevékenységgel, a földmágneses aktivitás és a sarki fények voltak. Már 1741. március 1-jén A. CELSIUS svéd csillagász felfigyelt a sarki fény fellobbanásaival kapcsolatban a mágnesű ingadozásaira, azaz a sarki fény és a geomágneses háborgások összefüggésére. Az 1700-as években más kapcsolatokat is feltételeztek már, a francia J. MAIRAN gondolt a napfoltszám és a sarkifény-gyakoriság összefüggésére, a dán P. HORREBOW pedig megfigyelései alapján feltételezte a napfolttevékenység ciklikus voltát és kapcsolatát a földmágneses tevékenységgel. Mindezek az elgondolások azonban még túl korainak bizonyultak az akkori tudomány színvonalához képest, így az ellenkezés és a feledés lett osztályrészük. A helyzet akkor változott meg, amikor H. SCHWABE hosszabb megfigyelési anyag alapján kimutatta a napfoltciklust, és a nem túlságosan ismert megfigyelő eredményeit A. HUMBOLDT bevette hatalmas műve, a „Kosmos” harmadik kötetébe. Ezt a könyvet több nyelvre lefordították, az angol fordítást E. SABINE angol geofizikus felesége készítette, akinek férje akkoriban dolgozta föl az immár néhány évtizedre visszanyúló mágneses észleléseket az angol gyarmatbirodalom — gyakorlatilag az egész földgolyót behálózó — megfigyelési anyagából. Az angol nyelvű „Kosmos” kéziratában JOHN HERSCHEL figyelt fel SCHWABE 10 éves napfoltciklusára, és levélben érdeklődött SABINE-nél. Ez utóbbinak

rögtön feltűnt, hogy az 1843-as napfoltminimum és az 1848-as napfoltmaximum egybeesik az általa feldolgozott mágneses háborgások minimumával, ill. maximumával. Hogy mennyire „levegőben lógott” már a felfedezés, mutatja, hogy 1852-ben fél éven belül hárman is közölték cikkükben a földmágneses háborgások és a napaktivitás periódusának egybeesését: SABINE, A. GAUTIER és a svájci R. WOLF, a relatív szám megteremtője. WOLF pontosította SCHWABE 10 éves ciklusát a jelenleg ismert 11,1 évre, és figyelmet fordított a sarki fények számára is, amelyben szintén párhuzamos menetet talált.

A Nap—Föld kapcsolatok lényegének megértésében ugrásszerű fejlődést hozott a Nemzetközi Geofizikai Év hatalmas megfigyelési anyaga, az új, immár a Föld kozmikus környezetében műholdak és rakéták által végzett mérések. Ekkor sikerült kísérletileg is kimutatni a Nap korpuszkuláris sugárzását, mai szóhasználattal a napszelet, amelynek létét már régebben is gyanították az üstökösök csóvjának alakulásából és bizonyos elméleti számításokból. Felfedezték a Föld *magnetoszféráját*, és ezen belül a felfedezőről elnevezett *Van Allen-sugárzási övezeteket*. *Magnetoszférának* (3.2.48. ábra) azt a „barlangot” nevezzük, amelyet a Föld mágneses tere alakít ki a napszélben. Az állandóan áramló napszél torlónyomása miatt a magnetosféra üstökös alakban kinyúlik a Nappal ellentétes irányba. Mivel a napszél sebessége nagyobb a közeg hangsebességénél, a Nap felőli oldalon egy stabil lökeshullám alakul ki, többnyire 10...12 Föld-sugárra a Földtől. A lökeshullámon néhány száz kilométerrel belül van a *magnetopauza*, amely a földmágneses tér külső határa. A lökeshullámon kívül a napszél az uralkodó, a magnetopauzán belül a földmágneses tér, a kettő közötti átmeneti rétegre turbulens mozgások és összezavart mágneses terek jellemzők.

A napszél torlónyomása egyes erővonalakat hátrasodor a nappali oldalról, ezekből képződik a *magnetosféra csóvjája*. A mágneses egyenlítő síkjának két oldalán az erővonalak ellentétes irányúak, ezek kölcsönhatásaként kialakulhat egy semleges áramréteg, megnövekedett plazmasűrűséggel az egyenlítői sík éjszakai oldalán. Kb. a 67° geomágneses (tehát a mágneses sarkok szerint mért) szélességeken helyezkedik el az északi és déli sarkifény-zóna, amelyek mentén a legvalószínűbben jutnak részecskék



3.2.48. ábra. A Föld magnetoszférájának vázlatos szerkezete

a felső légkörbe. A sarki fények szépen kirajzolják e zónákat a műholdfelvételeken (3.2.49. ábra, melléklet).

Mivel, mint láttuk, a naptevékenység egyértelműen hatással van a földmágnességre, érdemes megismerkedni ennek jellemzőivel, és a leírásukra szolgáló indexekkel. A Föld mágneses tere első közelítésben egy $8,0 \cdot 10^{15}$ Wb m mágneses momentumú ponszerű mágneses dipólussal írható le, amelynek tengelye $1^\circ 4'$ -kal hajlik a Föld forgástengelyéhez úgy, hogy a mágneses tengely az északi félgömböt a $78^\circ 6'$ északi szélességnél és a $69^\circ 8'$ nyugati hosszúságnál, a déli félgömböt a $78^\circ 6'$ déli szélességnél és $110^\circ 2'$ keleti hosszúságnál metszi. A konvencionális elnevezések szerint a dipólus déli pólusa van az északi féltekén, és fordítva. (Északnak nevezzük a mágnesű északnak mutató pólusát, és az ellentétes pólusok vonzzák egymást.) Ennél a közelítésnél valamivel pontosabb leírást ad az *excentrikus dipólus*, amelynél megtartjuk a ponszerű mágneses dipólus orientációját, de eltoljuk a Föld középpontjából 450 km-re a $17^\circ 2'$ északi szélesség és a $148^\circ 8'$ keleti hosszúság felé. A Föld felszínén mérhető mágneses fluxussűrűség nagysága a sarkoknál kb. 0,065 mT, az egyenlítőn kb. 0,035 mT. Ezek az értékek kismértékben változnak az évek során.

A mágneses obszervatóriumokban a földmágneses tér különböző irányú összetevőit mérik, leggyakrabban a horizontális összetevőt (H), a vertikális összetevőt (V) és a mágneses deklinációt, azaz a horizontális összetevő irányát az északi irányhoz viszonyítva (D). Ezek változásait rögzítik a magnetográfok, a ΔH és ΔV értékeit nT egységekben, a ΔD értékeket szögmértékben szokás megadni.

A földmágneses térnek teljesen nyugodt napokon is van egy jellegzetes napi menete, az ún. S_q változás. Ennek amplitúdója is függ a naptevékenységtől. Az éves középértékekre a múlt században WOLF a következő összefüggést kapta:

$$\Delta D = 6,67 + 0,039 W, \quad (3.20)$$

ahol ΔD a mágneses deklináció napi változásának amplitúdója, W pedig a relatívszám. Nappali órákban történő flerekkel egyidejűleg figyelhető meg az ún. *geomágneses „crochet”*, amely egy kis (H - és V -ben kb. 30 nT, D -ben $5'$) nagyságú hirtelen zavar a mágneses regisztrátumon. A sarki vidékeken figyelhető meg a *mágneses szubviharok*, a helyi idő szerint éjjél körül jelentkező, 1-2 óráig tartó zavarok, amelyek a H komponens erős, szabálytalan csökkenésével, és sarki fény megjelenésével járnak. A mágneses viharok a Föld egészen egyidejűleg megfigyelhetőek, amplitúdójuk természetesen különböző, az egyenlítő környékén kisebb, a sarkok felé nő. A földmágneses tér értéke a vihar ún. fő fázisa alatt hirtelen lecsökken (néhányszor 10 perc alatt), majd a néha napokig tartó visszatérési fázis alatt ismét normalizálódik. Egyes, főleg nagyobb viharoknál a fő fázist a mágneses fluxussűrűség hirtelen növekedése előzi meg (Storm Sudden Commencement, SSC). A hirtelen kezdetű viharok a naptevékenység maximuma táján a leggyakoribbak. A fokozatos kezdetű mágneses viharok hajlamosak a 27 naponkénti visszatérésre, ez éppen a Nap egy látszó körülfordulásának felel meg. Az ilyen ismétlődő, *rekurrens viharok* gyakorisága a naptevékenységi minimum előtt néhány évvel a legnagyobb.

A mágneses zavarokat, a földmágneses tér általános állapotát különböző indexekkel jellemzik. A legegyszerűbb a C index, amely 0 és 2 közt változik: 0 — nyugodt, 1 — enyhén zavart, 2 — erősen zavart földmágneses tér. Ezt naponként adják meg. Az egész Föld általános jellemzésére 30 obszervatórium adataiból közepelnek ki egy, az egész Földre vonatkozó indexet, amely 0 és 9 közt változik, jele ezért $C9$. Ennél valamivel objektívebb a K index, amely háromórás időszakokra vonatkozik, tehát naponta 8 értéke van. Nagysága kvázilogaritmikusan 0 és 9 közt változik, az egyes helyeken eltérő határokkal. A sarkifény-zónában 9-es K érték 2500 nT amplitúdójú

zavart is jelenthet, míg alacsony szélességen már 300 nT amplitúdó is elég a 9-es K értékhez. Az általános helyzet jellemzésére az egész Földre kiterjedő 12 közepes szélességen levő ($48^\circ \dots 63^\circ$ közti) obszervatórium K indexeiből határozzák meg a K_p -vel jelölt „planetáris” K indexet, szintén háromórás időszakokra. Mivel ez az index logaritmikus, közepelni nem szabad, így ha napi értékekre van szükség, gyakran alkalmazzák a ΣK_p indexet, ami a napi 8 érték összege. A ΣK_p és a napszél sebessége között elég szoros összefüggés van!

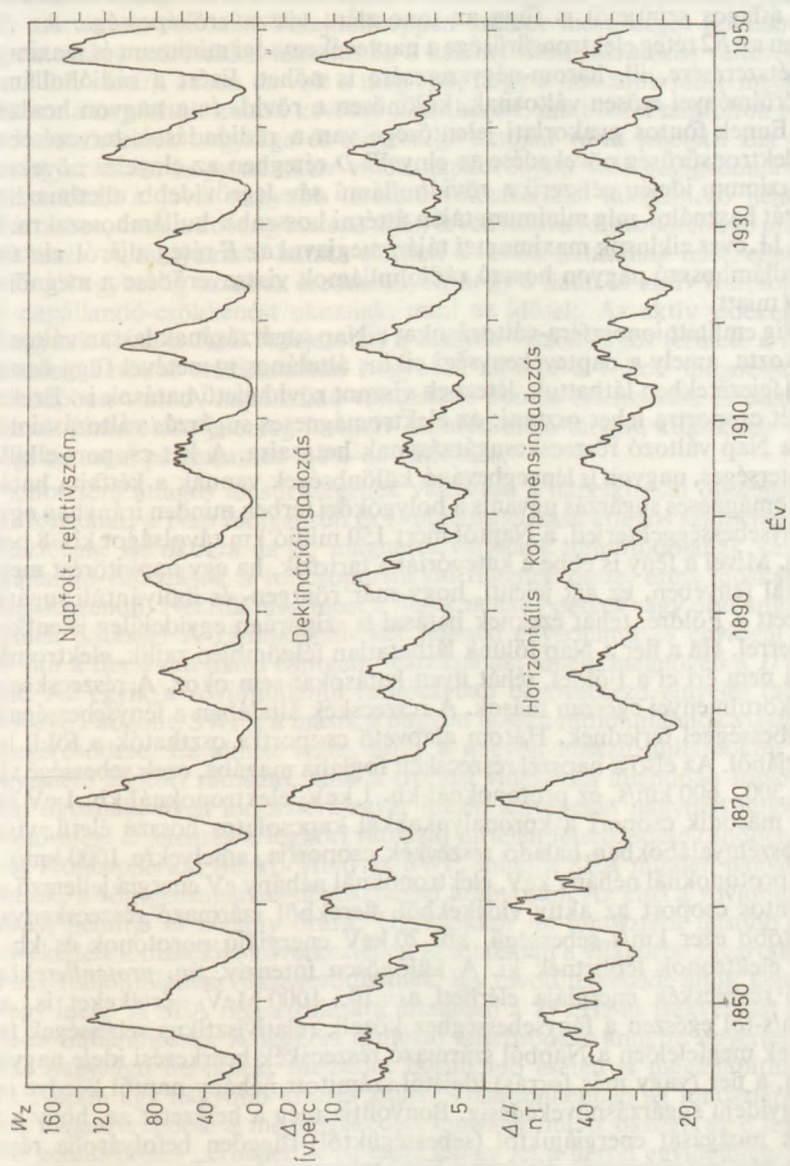
A K_p alapján határozzák meg az A_p indexet, amely már lineáris, és a Föld mágneses terének átlagos háborgatottságát jellemzi, közepes szélességen. Értékét nT-ben szokás megadni. Ezt már lehet közepelni, értékei 0...280 nT között mozognak. Az utóbbi maximumot 1960. november 13-án mérték. Mind az A_p , mind a K_p indexek 1932 óta használatosak.

Az utóbbi években a hosszabb távú vizsgálatokhoz elterjedőben van a P. N. MAYAUD által 1971-ben bevezetett aa index. Ezt két obszervatórium adataiból határozzák meg, amelyek a földgolyó diametriálisan áttelnes pontjaiban helyezkednek el. A gyakorlatban ezek Greenwich és ennek utódai (Abinger, majd Hartland), valamint az Ausztráliában fekvő Melbourne (1920-tól Toolangi) obszervatóriumai. A két obszervatórium K indexeiből visszszámolható a háborgások amplitúdója, ezek középértéke az aa index. Az ellentétes fekvés miatt a geomágneségben jelenlévő napi és évszakos változások kiátlagolódnak, különösen, ha nem háromórás, hanem napi átlagokkal számolunk. Az aa index értékei 1868-tól léteznek, tehát egy 120 éves homogén adatsorról van szó, ami különösen jelentős a naptevékenység földi hatásainak vizsgálatában. Mint a későbbiekben látjuk, éppen a geomágneses zavarok figyelembevételével lehet különválasztani a Nap elektromágneses és részecskesugárzásának hatásait.

Nem ennyire régóta, 1957–58-tól kezdve használt két index az AE és a D_{st} , az első a sarkifény-zóna aktivitását, a második az egyenlítő környezeti zavarokat jellemzi. Az AE értéke mindig pozitív, 0 és 3000 nT közt változik, a sarkifény-zónában fellépő ionoszféra-áramok tevékenységét jellemzi. A D_{st} a mágneses viharok idején fellépő egyenlítői köráram erősségétől függ, amely a magnetoszférában kb. 4 Föld-sugár távolságra alakul ki a napszél és a Föld-dipólus kölcsönhatására. A D_{st} nyugodt napokon ± 20 nT értékű, erős mágneses viharoknál -450 nT lehet.

Megismerve a földmágneses tér jellemzőit, a 3.2.50. ábrán látható egymás alatt a relatív szám és az S_q változások görbéje 1840 és 1950 közt. A hasonlóság szembe-tűnő.

A földmágneses téren kívül a földi légkör magasabb rétegei, az *ionoszféra*-rétegek is erős függésben vannak a naptevékenységtől. A rádóösszeköttetésekben döntő szerepet játszó rétegek 50...70 km magasságtól néhány ezer km magasságig terjednek. A légkör felső rétegeit a Nap sugárzása ionizálja, ezért az ionizáció foka függ a napszaktól, évszaktól és a Nap aktivitásától is. Az ionizált rétegek visszaverik azokat a rádióhullámokat, amelyek hullámhossza nagyobb, mint kb. 10 méter, az ennél rövidebb, ultrarövid rádióhullámok (televíziós adók hullámai) átjutnak az ionoszférán, ki a világűrbe. Rendszerint négy réteget különböztetnek meg az ionoszférában, amelyeket D , E , F_1 és F_2 betűkkel jelölnek. A legalsó, 50...90 km-es magasságban található D rétegben az ionsűrűség csekély, ez a réteg inkább elnyelést okoz. Keletkezése a 121,6 nm hullámhosszú, nagyon intenzív fényes *Lyman- α* -színképvonalnak köszönhető. A 0,8...10,4 nm közti hullámhosszú röntgensugárzás ionizálja a következő E réteget, amely 85...140 km közti magasságban helyezkedik el. Ennek már nagy az ionizációja: $1 \dots 4 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$ nappal, $5 \dots 10 \cdot 10^{-3}$ éjjel. A legfelső F_1 és F_2 rétegek 140...230 és 200...600 km magasságban képződnek, a 30,0...91,0 nm hullámhosszú



3.2.50. ábra. A napfolt-relatívszám és a földmágneses tér S_H változásainak párhuzamos menete

ibolyántúli sugárzás hatására. Az F1 rétegben az ionsűrűség nyáron $2 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$, télen $4 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}$, az F2-ben $2 \cdot 10^5$ és $2 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Mivel ezek a rétegek a Nap rövidhullámú sugárzásának köszönhetik a létüket, érzékenyen reagálnak annak változásaira. Mint a 3.2.2. fejezetben láthattuk, ezek a hullámhosszak a felső kromoszférában és a koronában keletkeznek, továbbá erőteljesen változó erősségűek. Ezért a naptevékenység átlagos szintjétől is függ az ionoszféra visszaverőképessége. Az E, F1 és különösen az F2 réteg elektronsűrűsége a naptevékenységi minimum és maximum közt másfél-kétszeresére, ill. három-négyszeresére is nőhet. Ezért a rádióhullámok terjedési körülményei erősen változnak, különösen a rövid- és a nagyon hosszú hullámokon. Ennek fontos gyakorlati jelentősége van a rádióadások tervezésében. Mivel az elektronsűrűség növekedése az elnyelő D rétegben az elnyelés növekedéséhez vezet, maximum idején célszerű a rövidhullámú sáv legrövidebb alkalmazható hullámhosszát használni, míg minimum táján áttérni hosszabb hullámhosszakra. Ugyanakkor a 11 éves ciklusok maximumai táján megjavul az E réteg aljáról visszaverődő 10 km hullámhosszú nagyon hosszú rádióhullámok visszaverődése a megnövekedett ionizáció miatt.

Az eddig említett ionoszféra-változásokat a Nap sugárzásának lassan változó összetevője okozta, amely a naptevékenységi ciklus általános menetével függ össze. Mint az eddigi fejezetekben láthattuk, léteznek viszont rövid életű hatások is. Ezeket alapvetően két csoportra lehet osztani: az elektromágneses sugárzás változásainak hatásaira és a Nap változó részecskesugárzásának hatásaira. A két csoport elkülönítése nem mesterséges, nagyon is lényegbevágó különbségek vannak a kétfajta hatás közt. Az elektromágneses sugárzás ugyanis a bolygóközi térben minden irányban egyenletesen és fénysebességgel terjed, a Naptól mért 150 millió km távolságot kb. 8 perc alatt teszi meg. Mivel a fény is ebbe a kategóriába tartozik, ha egy napkitörést meglátunk a H_α -vonal fényében, ez azt jelenti, hogy már röntgen- és ibolyántúli sugárzása is megérkezett a Földre, tehát ezeknek hatásai is szigorúan egyidejűleg jelentkeznek a látható flerrel. Ha a fler a Nap tőlünk láthatatlan félgömbjén zajlik, elektromágneses sugárzása nem éri el a Földet, tehát ilyen hatásokat sem okoz. A részecskesugárzás terjedési körülményei egészen mások. A részecskék általában a fénysebességnél jóval kisebb sebességgel terjednek. Három alapvető csoportra oszthatók a földi hatások szempontjából. Az első a napszél részecskéit foglalja magába, ezek sebessége viszonylag kicsi, 300...600 km/s, ez protonoknál kb. 1 keV, elektronoknál kb. 1 eV energiát jelent. A második csoport a koronalyukakkal kapcsolatos hosszú életű, visszatérő gyors napszélnyalábokban haladó részecskék csoportja, amelyekre 1000 km/s körüli sebesség, protonoknál néhány keV, elektronoknál néhány eV energia jellemző. A harmadik fontos csoport az aktív vidékekből, flerekből származó részecskenyalábok. Ezekből több ezer km/s sebességű, kb. 20 keV energiájú protonok és kb. 10 eV energiájú elektronok léphetnek ki. A különösen intenzív, ún. *protonflerekben* felgyorsított részecskék energiája elérheti a 10...1000 MeV értékeket is, aminek 10 000 km/s-tól egészen a fénysebességhez közeli, relativisztikus sebességek felelnek meg. Ennek megfelelően a Naptól származó részecskék beérkezési ideje nagyon változó lehet, a fler (vagy más forrás) idejétől számított néhány naptól kezdve egészen a közel egyidejű sugárzásnövekedésig. Bonyolítja még a helyzetet az, hogy a töltött részecskék mozgását energiájuktól (sebességüktől) függően befolyásolja részben a környezet, részben a napszél, részben a Föld mágneses tere. Ez azt jelenti, hogy egy-egy nagy fler részecskéi egyáltalán nem biztos, hogy elérik a Föld környezetét. A napszél mágneses terének spirális szerkezete miatt (lásd a 3.2.33. ábrát) a napkorong nyugati (jobb oldali) részén lejátszódó napkitörések részecskéi számára kedvezőbbek a körülmények, sőt az is előfordulhat, hogy az aktív vidék már a tőlünk nem látható

félgömbön van, és a benne lezajló fler részecskéit a mágneses erővonalak a Föld környezetébe vezetik. A részecskesugárzás hatásai ezért kevésbé előreláthatóak, és nem lépnek fel minden nagyobb fler után úgy, mint az elektromágneses hatások.

Vegyük szemügyre először a Nap elektromágneses sugárzásváltozásainak hatásait! Mint a 3.2.2. fejezetben szó esett róla, a teljes sugárzás (napállandó) csak nagyon csekély mértékben változik. Tulajdonképpen amikor mesterséges holdakról végzett nagy pontosságú mérésekkel kimutatták a néhány tized százalékos változékonyságot (lásd a 3.2.7. ábrát), ebben az volt a meglepő, hogy a hosszabb időre meghatározott átlagokban a napfoltok hatása kevésbé jelentkezett, mint azt a napfoltok penumbra- és umbraterületeinek nagysága és fényessége alapján várni lehetett. Ezt a kutatók azzal magyarázzák, hogy az aktív vidék napkorongon való végigvonulása során a peremhez közel a jóval nagyobb területű fotoszférikus fáklyamező némi többlet-sugárzást okoz, csak a korong közepe táján érvényesül a foltok sötétsége miatti sugárzáscsökkenés. A fáklyamező hatása elérheti a foltok hatásának felét, ellenkező előjellel. Ez jól egybevág azzal az eredménnyel, hogy a fiatal és aktív foltcsoportok nagyobb napállandó-csökkenést okoznak, mint az idősek. Az aktív vidékek fejlődése során ugyanis (lásd a 3.2.3.3. fejezetet) a fáklyák viszonylagos területe a foltcsoport fejlődésének későbbi stádiumaiban nagyobb, amikor a foltok mágneses tere már szétszóródóban van. A napállandó-változások pontos értelmezése és esetleges földi hatásainak kimutatása jelenleg intenzív kutatómunka tárgya, különösen a naptevékenységi cikussal párhuzamos 0,1%-os változásé.

Az ionoszféra átlagos ionsűrűségének változása a napciklussal összemérhető időskálájú folyamat, a Nap ibolyántúli és röntgensugárzása átlagos szintjének változása következtében. Ez okozza az S_q mágneses variációk amplitúdójának változását is. A napállandó-változások a foltcsoportokkal függnek össze, ezért időskálájuk több nap nagyságrendű. Nézzük meg most a flerek néhány perces vagy órás sugárzásnövekedéseinek hatásait! A rádiózásban két teljesen egyértelmű és egyidejű következménye van a fler 1 nm alatti röntgensugárzásának, amely megnöveli a D réteg ionizációját. Az egyik a rövidhullámú rádiósávban bekövetkező elnyelés (angol neve: Short Wave Fadeout, SWF), a másik a nagyon hosszú rádióhullámok visszaverődésének megerősödése. Ez ahhoz vezet, hogy a nagyon hosszú hullámokon állandóan megfigyelhető légköri rádió zaj, amit a trópusi vidékeken állandóan folyó zivatarok villámai okoznak, ilyen ionoszféra-zavar idején lényegesen nagyobb teljesítménnyel figyelhető meg. E jelenség a légköri rádió zaj hirtelen lényegesen nagyobb (Sudden Enhancement of Atmospherics, SEA). Mind az SWF, mind a SEA minden nagyobb flernél jelentkezik, a röntgensugárzás-növekedéssel arányosan. Az első a rövidhullámú műsorszórást némitja el néhány órára. Ugyanekkor az ionoszféra felsőbb rétegeinek megnövekedett ionizációja következtében az általában a világűrbe zavartalanul kijutó URH-sáv rádióhullámai visszaverődhetnek, így távoli televíziós adók képeit is lehet fogni egy ideig. A SEA regisztrálására általában a 27 kHz-es frekvenciát használják (11 km-es hullámhossz). A légköri rádió zaj felerősödése annyira egyértelmű jelzője a 2-3-as nagyságú flereknek, miszerint borult idő esetén is megállapítható belőle, hogy a Napon egy nagyobb kitörés zajlik. Tulajdonképpen az ionoszférában folyó áramok megnövekedése a megnövekedett ionizáció miatt okozza az e fejezet elején említett geomágneses „crochet”-t is, ezért lép ez fel a flerrel egyidejűleg.

Térjünk most át a flerek részecskesugárzására! Mint az előzőekben olvashattuk, egyes nagy napkitörések különlegesen nagy, relativisztikus energiákra képesek felgyorsítani részecskéket, amelyek nagy energiájuk következtében át tudnak hatolni a földmágneses tér védőpajzsán, és a tengerszinten is megfigyelhető kozmikus sugárzás-növekedést hoznak létre (Ground Level Effect, GLE). Az első ilyen fleret még az

úrkutatás kezdete előtt, a kozmikus sugárzás felfedezése után, annak intenzív tanulmányozása során az 1940-es években figyelték meg. Eddig 1942. febr. 28-tól 1984. febr. 16-ig 37 fler okozott GLE-t, tehát tényleg csak a kivételes nagyságú napkitörések. Ezek adatait a 3.16. táblázat foglalja össze. A táblázat adataiból látható, hogy többségben vannak a napkorong nyugati oldalán levő ferek (W hosszúság), és jó néhány esetben a hosszúság nagyobb, mint 90° , azaz a fler nem volt látható! Ez a napszél spirális szerkezetének következménye. Érdekesképpen még megjegyezhető, hogy ugyanaz a foltcsoport és ugyanaz a fler okozta az első megfigyelt GLE-t, amelyiknek a rádiósugárzását fedezte fel J. S. HEY! Az 1982. június 3-án megfigyelt nagy fler neutronsugárzását is érzékelték földfelszíni műszerekkel.

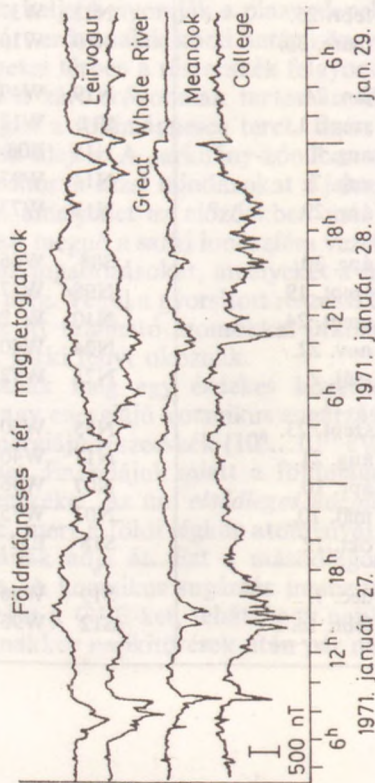
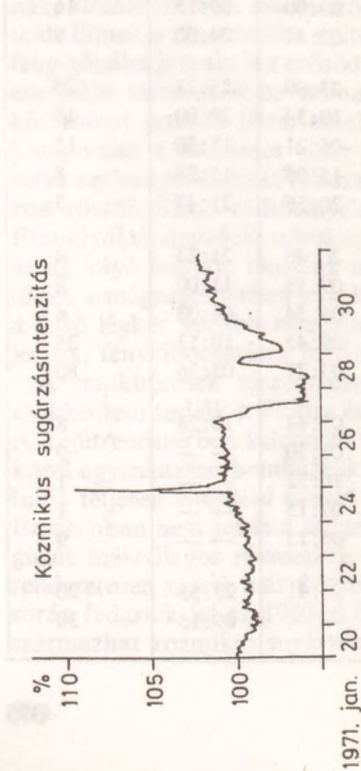
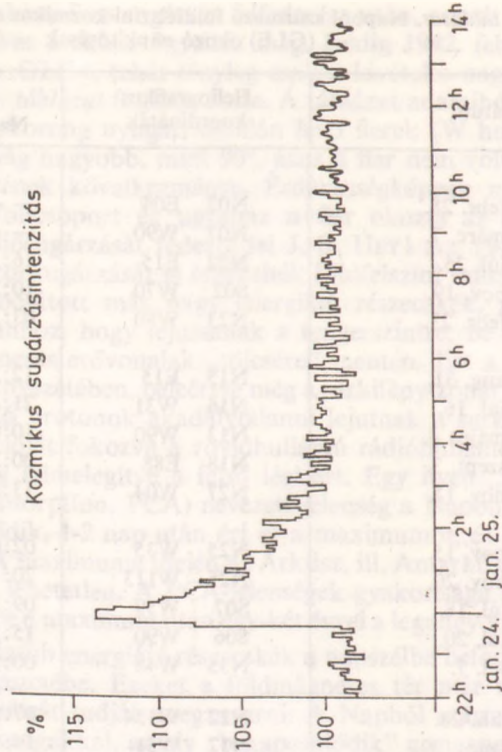
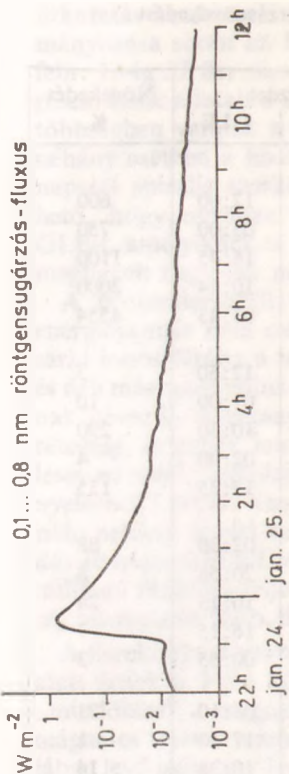
A protonflerekből kibocsátott más nagy energiájú részecskék, amelyeknek az energiája már nem elég ahhoz, hogy lejussanak a tengerszintre, be tudnak jutni a sarki ionoszférába a mágneses erővonalak „tölcsére” mentén. Ezt a részt az északi és déli mágneses pólus környezetében, beleértve még a sarkifény-zónát is, *sarki sapka*-nak nevezik. A becsapódó protonok akadálytalanul lejutnak a sarki ionoszféra *D* rétegéig, és ennek ionizációját fokozva a rövidhullámú rádióhullámok teljes elnyelését okozzák, egyidejűleg felmelegítve a felső légkört. Egy ilyen „sarki sapka elnyelésnek” (Polar Cap Absorption, PCA) nevezett jelenség a Napon megfigyelt fler után néhány órával kezdődik, 1-2 nap után éri el a maximumot, és a normalizálódás 10 napig is eltarthat. A maximuma idején az Arktisz, ill. Antarktisz felett a rövidhullámú rádiózás teljesen lehetetlen. A PCA-jelenségek gyakorisága a naptevékenység maximuma táján, illetve a maximum után egy-két évvel a legnagyobb.

A flerekből származó kisebb energiájú részecskék a napszélbe befogva egy-két nap alatt érnek a Föld környezetébe. Ezeket a földmágneses tér már nem engedi át, „mindössze” a magnetoszférát tudják megzavarni. A Naptól származó részecskék mágneses teret is hoznak magukkal, amely „bekapcsolódik” a magnetoszféra csóvájában levő nyitott erővonalakba. A csóva közel párhuzamos erővonalai összenyomódnak, átrendeződnek, összekötődnek, és beljebb nyomják a plazmalepelben levő plazmát. Ennek a részecskéi a nyitott és zárt erővonalak közti határ környékére, a sarkifény-zónába jutnak. Az erősödő mágneses térben a részecskék felgyorsulnak. A nagy energiájú részecskék be tudnak jutni a zárt erővonalak tartományába, és ott egy köráramot hoznak létre, amely gyengíti a földmágneses teret. Ezért csökken a *H* komponens a mágneses vihar fő fázisa idején. A sarkifény-zónában a részecskék a sarki sapka ionizációját fokozzák, létrehozva ezzel mindazokat a jelenségeket (fokozott rövidhullámú rádióelnyelés stb.), amelyeket az előzőekben már olvashattunk. Ezenkívül az ionizáció növekedése miatt megnő a sarki ionoszféra vezetőképessége is, az itt folyó áramok okozzák azokat az ingadozásokat, amelyeket a mágneses vihar idején a mágneses térben figyelhetünk meg. Végül a gyorsított részecskék bejuthatnak a felső légkör sűrűbb rétegeibe is, az itt található atomokkal ütközve azokat gerjesztik, fénykibocsátásra bírják, tehát sarki fényt okoznak.

A napkitörések részecsquesugárzásának még egy érdekes következménye van: csökkenteni tudják a Földre érkező nagy energiájú kozmikus sugárzás mennyiségét! A Tejútrendszerben keletkező nagy energiájú részecskék ($10^8 \dots 10^{17}$ eV) állandóan és közel egyenletesen bombázzák a Földet. Energiájuk miatt a földmágneses tér nem tudja teljesen eltéríteni ezeket a részecskéket, az ún. *elsődleges kozmikus sugárzást*. Ez azonban nem jut le a tengerszintre, mert a földi légkör atomjaival ütközve energiáját másodlagos részecskék csapatának adja át. Ezt a másodlagos komponenszt rendszeresen méri már évtizedek óta. A kozmikus sugárzás intenzitásának mérése során fedezték fel az 1940-es évek elején a GLE-ket, tehát hogy napkitörésekből is származhat kozmikus sugárzás. Ugyanakkor napkitörések után pár nappal a kozmi-

3.16. táblázat. Napból származó földfelszíni kozmikus sugárzásnövekedést (GLE) okozó napkitörések

Dátum	Heliografikus koordináták	Kezdet		Növekedés %
		Nap	GLE	
1942. febr. 28.	N07 E04	— —	12:00	600
1942. márc. 7.	N07 W90	— —	05:00	750
1946. júl. 25.	N22 E15	16:15	16:45	1100
1949. nov. 19.	S02 W70	10:29	10:44	2000
1956. febr. 23.	N23 W80	03:31	03:43	4554
1956. aug. 31.	N15 E15	12:26	12:50	3
1959. júl. 16.	N16 W31	21:14	01:00	10
1960. május 4.	N13 W90	10:00	10:30	290
1960. szept. 3.	N18 E88	00:37	02:00	4
1960. nov. 12.	N27 W04	13:15	13:35	135
1960. nov. 15.	N25 W35	02:07	02:30	88
1960. nov. 20.	N25 W113	20:17	20:58	8
1961. júl. 18.	S07 W59	09:20	10:15	24
1961. júl. 20.	S06 W90	15:53	16:15	7
1966. júl. 7.	N35 W48	00:25	00:55	3
1967. jan. 28.	N22 W154	07:54	08:10	21
1968. szept. 29.	N17 W51	16:18	17:10	1
1968. nov. 18.	N21 W87	10:17	10:38	14
1969. febr. 25.	N13 W37	09:00	09:15	16
1969. márc. 30.	N19 W106	02:47	04:00	9
1971. jan. 24.	N19 W49	23:09	23:28	26
1971. szept. 1.	S11 W120	19:34	20:00	16
1972. aug. 4.	N14 E08	06:21	13:30	15
1972. aug. 7.	N14 W37	15:05	15:28	8
1973. ápr. 29.	N13 W73	20:56	21:43	3
1976. ápr. 30.	S08 W46	20:48	21:23	4
1977. szept. 19.	N08 W57	09:55	11:00	2
1977. szept. 24.	N10 W120	05:54	06:08	6
1977. nov. 22.	N24 W40	09:45	10:13	25
1978. máj. 7.	N23 W72	03:27	03:36	80
1978. szept. 23.	N35 W50	09:44	10:28	8
1979. aug. 21.	N17 W40	05:50	— —	9
1981. ápr. 10.	N07 W36	16:32	— —	1
1981. máj. 10.	N03 W75	07:15	— —	1
1981. okt. 12.	S18 E31	06:15	— —	9
1982. dec. 7.	S19 W86	23:41	23:55	20
1984. febr. 16.	S12 W95	— —	09:15	30

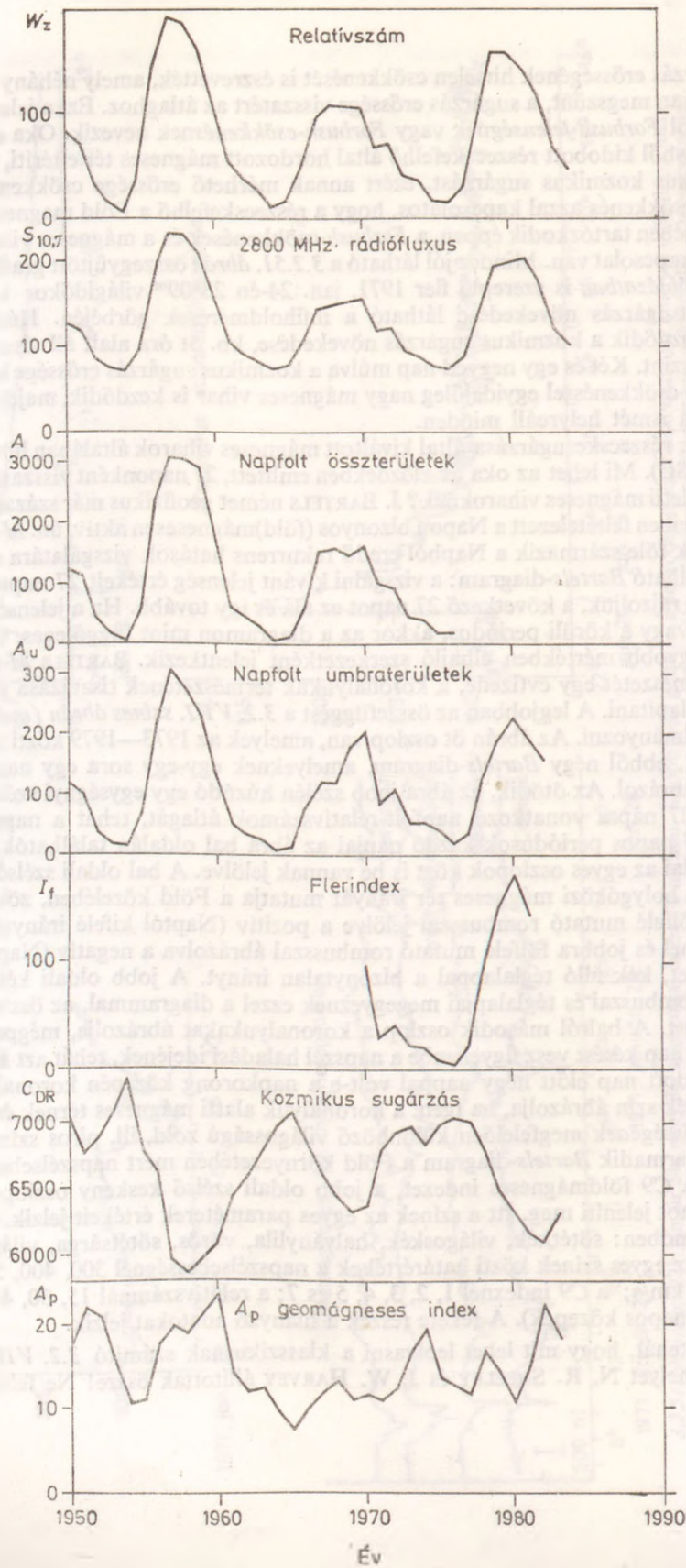


3.2.31. ábra. Az 1971. január 24-i nagy fler sugárzása és ennek hatásai. A jobb felső grafikon a fler röntgensugárzását mutatja, amelyet műholdról mértek. Ebből látható, hogy 23^h 10^m világidőkor kezdődik az elektromágneses sugárzás növekedése. Néhányszor tíz perc múlva kezdődik a tengerszinten is mérhető kozmikus sugárzásnövekedés (GLE), amelynek részleteit az Alert Bay (Kanada) állomás mérései alapján, ötéperces középértéként tünteti fel a jobb alsó grafikon. Balra fent ugyanennek az állomásnak az óránkénti adataiból készült görbe látható 1971. januárjának végére. A majd nem jan. 25. 0^h-ra eső GLE kiugró csúcsa után 27-én kezdődik a *Forbush*-csökkenés, amely 30-ra szűnik meg. A részecskefelhő, amely ezt okozta, megzavarta a magnetoszférát is, ezt a bal alsó grafikonon megfigyelhető mágneses vihar mutatja

kus sugárzás erősségének hirtelen csökkenését is észrevették, amely néhány nap alatt, fokozatosan megszűnt, a sugárzás erőssége visszatért az átlaghoz. Ezt a jelenséget felfedezőjéről *Forbush-jelenségnek* vagy *Forbush-csökkenésnek* nevezik. Oka az, hogy a napkitörésből kidobott részecskefelhő által hordozott mágneses tér eltéríti, szétszórja a galaktikus kozmikus sugárzást, ezért annak mérhető erőssége csökken. Mivel a *Forbush-csökkenés* azzal kapcsolatos, hogy a részecskefelhő a Föld magnetoszférájának közelében tartózkodik éppen, a *Forbush-csökkenések* és a mágneses viharok közt is szoros kapcsolat van. Mindez jól látható a 3.2.51. ábrán összegyűjtött grafikonokon. A 3.16. táblázatban is szereplő fler 1971. jan. 24-én 23^h09^m világidőkor kezdődött, a röntgensugárzás növekedése látható a műholdmérések görbéjén. Húsz perccel később kezdődik a kozmikus sugárzás növekedése, kb. öt óra alatt áll vissza ismét a normális szint. Két és egy negyed nap múlva a kozmikus sugárzás erőssége lecsökken, e *Forbush-csökkenéssel* egyidejűleg nagy mágneses vihar is kezdődik, majd a hetedik nap végén ismét helyreáll minden.

A ferek részecskesugárzása által kiváltott mágneses viharok általában hirtelen kezdetűek (SSC). Mi lehet az oka az előzőekben említett, 27 naponként visszatérő, fokozatos kezdetű mágneses viharoknak? J. BARTELS német geofizikus már századunk harmincas éveiben feltételezett a Napon bizonyos (föld)mágnesesen aktív, ún. *M*-régiókat. Ugyancsak tőle származik a Naptól eredő rekurrens hatások vizsgálatára rendkívül jól használható *Bartels*-diagram: a vizsgálni kívánt jelenség értékeit 27 napon át egymás mellé rajzoljuk, a következő 27 napot ez alá és így tovább. Ha a jelenségben van 27 napos vagy a körüli periódus, akkor az a diagramon mint függőleges, vagy attól kisebb-nagyobb mértékben elhajló szerkezetként jelentkezik. BARTELS *M*-régióinak fizikai természetét egy évtizede, a koronalyukak természetének tisztázása után sikerült megállapítani. A legjobban az összefüggést a 3.2. VIII. színes ábrán (mellékleten) lehet tanulmányozni. Az ábrán öt oszlop van, amelyek az 1973—1979 közti időszakot ábrázolják, ebből négy *Bartels*-diagram, amelyeknek egy-egy sora egy naprotációt, 27 napot ábrázol. Az ötödik, az ábra jobb szélén húzódó egy egységnyi széles oszlop az adott 27 napra vonatkozó napfolt-relatívuszámok átlagát, tehát a napaktivitást jelzi. A 27 napos periódusok kezdő napjai az ábra bal oldalán találhatók, az évek határvonalai az egyes oszlopok közt is be vannak jelölve. A bal oldali szélső *Bartels*-diagram a bolygóközi mágneses tér irányát mutatja a Föld közelében, zöld színnel és balra fölfelé mutató rombuszal jelölve a pozitív (Naptól kifelé irányuló) teret, piros színnel és jobbra fölfelé mutató rombuszal ábrázolva a negatív (Nap felé irányuló) teret, kék álló téglalappal a bizonytalan irányt. A jobb oldali két *Bartels*-diagram rombuszai és téglalapjai megegyeznek ezzel a diagrammal, az összehasonlítás kedvéért. A balról második oszlop a koronalyukakat ábrázolja, mégpedig úgy, hogy négy nap késést vesz figyelembe a napszél haladási idejének, tehát azt ábrázolja, hogy az adott nap előtt négy nappal volt-e a napkorong közepén koronalyuk. Ha nem, ezt kék szín ábrázolja, ha igen, a koronalyuk alatti mágneses térnek és a koronalyuk erősségének megfelelően különböző világosságú zöld, ill. piros színnel jelzi. A balról harmadik *Bartels*-diagram a Föld környezetében mért napszélsebességet, a negyedik a *C9* földmágneses indexet, a jobb oldali szélső keskeny oszlop pedig a relatívuszámot jeleníti meg. Itt a színek az egyes paraméterek értékeit jelzik, a következő sorrendben: sötétkék, világoskék, halványlila, vörös, sötétsárga, világossárga és fehér. Az egyes színek közti határértékek a napszélsebességnél 300, 400, 500, 600, 700 és 800 km/s; a *C9* indexnél 1, 2, 3, 4, 5 és 7; a relatívuszámnál 15, 30, 45, 60, 80 és 130 (27 napos közepek). A fekete részek a hiányzó adatokat jelzik.

Nézzük tehát, hogy mit lehet leolvasni a klasszikusnak számító 3.2. VIII. színes ábráról, amelyet N. R. SHEELEY és J. W. HARVEY állítottak össze! Ne felejtjük el,



hogy (ahogy az a jobb oldali oszlopból is látható) az 1968. novemberi maximum után a naptevékenység leszálló ágában vagyunk, 1976 júniusában van a minimum, majd az aktivitás fokozódik az 1979. decemberi maximumig. A bolygóközi mágneses térben a leszálló ágban egészen a minimumig kétszektoros szerkezet látható, 27 naphoz közeli forgási idővel (függőleges sávok), amit 1977-ben 28 napos forgású négysektoros szerkezet vált fel, majd az aktivitás növekedésével egyre jobban összezavarodik a napszél szerkezete. A koronalyukaknál is megfigyelhető ez, főleg az 1974–76-os időszakban látható két jól fejlett koronalyuk 27 napos forgási periódussal, amelyeknek a nyoma mind a napszél sebességében, mind pedig a földmágneses indexben nagyon jól követhető, rendszeresen visszatérő zavart okoz. 1978-tól kezdve eltűnnek a függőleges struktúrák, a naptevékenység növekedésével egyre inkább a rendszeretlen zavarok szaporodnak el. BARTELS *M*-régióinak tehát egyértelműen a koronalyukak felelnek meg.

Mint láthattuk, a napszél zavarait a földi magnetoszféra megérzi. A hirtelen, nagy zavarokat a flerek okozzák, a 27 naponként visszatérőket a koronalyukakból származó gyors napszélnyalábok. Akadnak azonban olyan mágneses zavarok, amelyeket ezekkel a jelenségekkel nem lehet megmagyarázni. A legutóbbi években derült ki, hogy a koronatránziensek (lásd a 3.2.4. fejezetet) is okozhatnak földmágneses zavarokat, ha az általuk a napszélben keltett lökeshullám eltalálja a Földet. Ausztráliai kutatók vizsgálata szerint ha egy megfelelően nagy területű (70 heliografikus négyzetfoknál nagyobb területű) filamentum hirtelen eltűnik a napkorongról, az esemény után 3-6 nappal határozott zavar figyelhető meg a földmágneses térben (az átlagos A_p index 15-ről 29-re nő a negyedik napon). A koronatránziensek keltette lökeshullámokon kívül a mágneses szektorhatárok, a napszél mágneses terének irányváltása is megérezhető a földmágneses térben.

A napszél általános szerkezete, a benne levő mágneses tér bonyolultsága a galaktikus kozmikus sugárzás intenzitására is hatással van. Mint a *Forbush*-csökkenések leírásakor láthattuk, a napszélben levő mágneses terek el tudják téríteni a kozmikus részecskéket. Amint azt a 3.2. VIII. színes ábrán láthattuk, a naptevékenység növekedésével a bolygóközi mágneses tér egyre jobban összezavarodik, ezért a galaktikus kozmikus sugárzás erőssége a naptevékenységgel ellentétes menetet mutat. Ez jól látható a 3.2.52. ábrán, ahol néhány naptevékenységi index, a Deep River kozmikus sugárzási obszervatórium (Kanada) mérései (C_{DR}) és az A_p geomágneses index évi közepes értékei vannak feltüntetve 1950 óta. A naptevékenységi indexek nagyjából párhuzamosan haladnak, a galaktikus kozmikus sugárzás erőssége ellentétes fázissal változik, mivel a naptevékenység maximuma táján a legbonyolultabb a bolygóközi mágneses tér. Az A_p mágneses index menete már nem mutat olyan szép összefüggést a 11 éves ciklussal, mint mondjuk a 3.2.50. ábrán látható S_q variációk, mivel itt az aktív vidékekben előforduló, flerek által keltett zavarok és a minimum táján gyakoribb koronalyukak hatása némileg kiegyenlíti egymást.

Különböző földi jelenségek tehát egyértelmű összefüggésben vannak a naptevékenységgel. Ennek alapján a naptevékenységi ciklus általános menetét D. J. SCHÖVE egészen i.e. 648-ig visszamenőleg meghatározta a régi krónikákban feljegyzett sarki fények és szabai szemmel látható napfoltok alapján. Másik hasonló vizsgálatot J. A. EDDY végzett (1976), ő klimatikus adatok és a kormeghatározásból ismert 14-es

3.2.52. ábra. Különböző naptevékenységi és geofizikai indexek éves középértékei 1950-től. A naptevékenységi indexek menete közel párhuzamos, bár kisebb eltérések észrevehetők. A galaktikus kozmikus sugárzás erőssége a naptevékenységgel ellentétesen változik. Az A_p földmágnes indexben összességében az aktív vidékek és a minimum környékén gyakoribb koronalyukak hatása, így kevésbé jelentkezik a 11 éves ciklus

tömegszámú szénizotóp (^{14}C) alapján határozta meg a naptevékenység átlagos szintjét a legutolsó 7500 évben. A ^{14}C -izotóp a galaktikus kozmikus sugárzás következtében keletkezik a légkörben. A ^{14}C -izotópos kormeghatározás során abból indulnak ki, hogy az izotóp keletkezési sebessége állandó, tehát a kozmikus sugárzás szintje is állandó. Független módszerek, pl. fa-évgyűrűk alapján végzett kormeghatározások alapján már kiderült, hogy ez nincs így, a ^{14}C -izotóp keletkezési sebességében kisebb-nagyobb ingadozások vannak. Az előzőekben láthattuk, hogy a naptevékenységi ciklus valóban befolyásolja a kozmikus sugárzás menetét, így a ^{14}C -es kormeghatározás kalibrációs görbéjéből határozta meg EDDY a napciklus átlagos szintjét. A módszer nem teszi lehetővé az egyes maximumok megállapítását, az időbeli felbontása nem annyira jó, viszont az 50...100 éves nagyságú általános szintváltozások, mint a *Maunder*-minimum, kimutathatók.

A klimatikus hatások említésével elérteünk egy jelenleg még intenzív kutatás tárgyául szolgáló területhez, a naptevékenység és az időjárás kapcsolatához. A felső légkörre egyértelműen hat a naptevékenység, tehát természetes következmény volt, hogy az alsó légkör, a troposzféra paramétereiben is megpróbálták keresni a 11 éves ciklusokat. Több esetben sikerült is 11 éves jellemző időtartamú változásokat kimutatni egyes időjárási jellemzőkben (légnyomás, hőmérséklet, csapadék stb.), más esetekben 22 év körüli ciklusok jelentkeztek, ami a Nap mágneses ciklusának felel meg. A hatások kimutatását nehezíti, hogy a Föld különböző helyein a periódusok különbözők lehetnek, pl. Kazahsztánban és Ausztráliában 11 éves periódus figyelhető meg, míg Észak-Amerikában inkább 22 éves periódus mutatható ki. Másrészt a Föld különböző helyein a hatások előjele, és így a naptevékenységi ciklushoz mért fázisa is különböző lehet. Egy vizsgálat szerint pl. az 1890—1960. években az északi félgömbön a csapadékmennyiség a 70° ... 80° szélességi zónában pontosan a naptevékenységgel párhuzamos menetet mutat, a 60° ... 70° zóna pontosan ellentétes változásokat, míg az 50° ... 60° zóna 1899-től 1910-ig a szomszédos 60° ... 70° zónához hasonlóan viselkedett, ezután átváltott a 70° ... 80° zónához hasonló viselkedésre. Más vizsgálatok szerint az ausztráliai kontinens csapadékvizonyaiban az északi részen a naptevékenységi minimumban van a legtöbb csapadék, míg a déli részen éppen fordítva. Ha egész Ausztráliára átlagoljuk a csapadékot, a 11 éves ingadozások eltűnnek. Általánosságban az mondható, hogy az időjárási ingadozások legfeljebb 10%-ába szól bele a naptevékenység, és ez a hatás helyről-helyre változik. Hogy valamilyen összefüggésnek lennie kell, ezt a fák évgyűrűiben és a tavak iszaplerakódásaiban tisztán felismerhető 11 év körüli periódusú ingadozások bizonyítják. Azt is világosan kell látnunk, hogy a naptevékenység hatásai csak statisztikusan érvényesülnek, nem lehet tehát olyan összefüggéseket felállítani, hogy egy napfoltcsoport megjelenése után beborul az ég, és esni kezd az eső. Annál is inkább, mert a Földön *valahol* mindig esik az eső, a Szaharában viszont ez valószínűtlen. A vizsgálatokat tehát egy adott konkrét területre kell elvégezni, lehetőleg több évszázadra visszanyúló egyenmű adatsorozat alapján. Másik oldala a kérdésnek, hogy az esetleges időjárási hatások fizikai természete sem tisztázott még.

Végül elérteünk a legvitatottabb kérdéshez, a naptevékenység és a bioszféra kapcsolatához. Ez a kérdéskör nagyon régi, már W. HERSCHEL próbált összefüggést találni a napfoltok száma és a búza ára között. A naptevékenységi ciklus és a kétségtelen földi hatások kimutatása után újból divatba jött a téma, olyannyira, hogy járványokban, háborúkban, kártevők elszaporodásában is találni véltek 11 éves ciklusokat. Ez a terület is kutatások tárgya jelenleg, de a feladat elég bonyolult, ezért sem a naptevékenységi hatások létezését, sem azok hiányát eddig nem sikerült egyértelműen bizonyítani, A bioszférában óriási változások történtek az utóbbi évtizedekben.

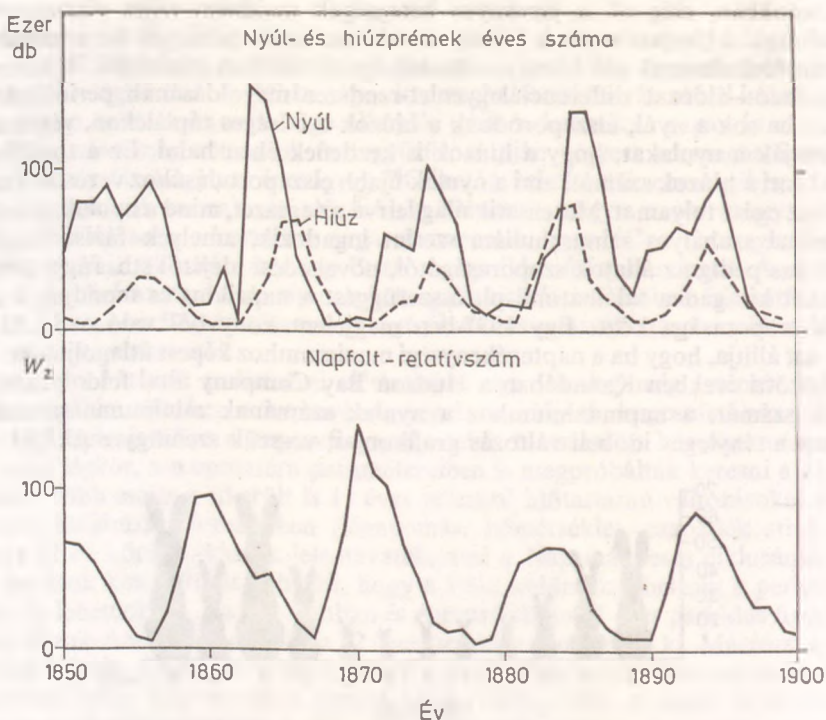
évszázadokban, elég pl. a járványos betegségek majdnem teljes visszaszorítására gondolnunk. Másrészt vannak bizonyos módszertani nehézségek is: a természetben gyakran fordulhatnak elő bizonyos önszabályozó ciklikus jelenségek. Közismert pl. a ragadozó—áldozat differenciálegyenlet-rendszer megoldásának periódikus viselkedése: ha sok a nyúl, elszaporodnak a hiúzok a bőséges táplálékon, végül annyira kipusztítják a nyulakat, hogy a hiúzok is kezdenek éhen halni. Ez a továbbiakban lecsökkenti a hiúzok számát, ami a nyulak újabb elszaporodásához vezet, és kezdődik előlről az egész folyamat. Matematikailag leírva az egészet, mind a nyulak, mind a hiúzok száma szabályos szinuszhullám szerint ingadozik, amelyek fázisa kissé eltér, a periódus pedig az állatok szaporaságától, növekedési idejétől stb. függ. Megfelelő időszakot kiragadva találhatunk pl. összefüggést a napciklus és mondjuk a prémes állatok szaporasága közt. Egy 1937-ben megjelent könyvből való a 3.2.53. ábra, amely azt állítja, hogy ha a naptevékenységi maximumhoz képest átlagoljuk az 1850—1900 közötti években Kanadában a Hudson Bay Company által feldolgozott nyúlprémek számát, a napmaximumhoz a nyulak számának minimuma tartozik. Ha azonban a tényleges időbeli változás grafikonjait vesszük szemügyre (3.2.54. ábra),



3.2.53. ábra. Egy 1937-ből származó ábra, amely szerint a Kanadában elejtett nyulak száma napfoltmaximumkor minimális. Vö. a 3.2.54. ábrával!

amely a hiúzprémek számát is feltünteti, látható, hogy itt inkább a ragadozó—áldozat ciklusról van szó. A naptevékenységi görbéhez képest ugyanis az időszak első felében pontosan fordított a fázis, mint a végén. Ahhoz, hogy valamely jelenség összefüggését a napciklussal kétségtelenül bebizonyítsuk, legalább 100...200 éves egyenmű adatsorra van szükség. Ennek alapján már megállapítható, hogy a vizsgált jelenség maximumai, ill. minimumai milyen viszonyban vannak a naptevékenység nem túl szabályos menetével (lásd a 3.2.6. fejezetet). Ha a két jelenség fázisa végig azonos marad, tehát maximum mindig maximummal (vagy minimummal) esik egybe, akkor már valószínű az összefüggés, de bizonyítottnak csak akkor vehető, ha a fizikai, kémiai, biológiai jelenségeket is sikerült meghatározni, amelyek a hatás jelentkezéséhez vezetnek. Ezért tekintjük bizonyítottnak pl. az ionoszférikus hatások összefüggését a naptevékenységgel, mert ott pontosan ismerjük már, hogy mely aktív napjelenység milyen fizikai hatása milyen folyamatokat vált ki a felső légkörben. Remélhető, hogy a tudomány, a megfigyelési módszerek tökéletesedése majd az eddig még vitatott összefüggésekre is egyértelmű igen vagy nem választ ad.

Összefoglalva végül a Napra vonatkozó ismereteink lényegét: a legközelebbi csillag, amelynek felületi jelenségeit, felépítését részletesen tanulmányozhatjuk, ezért lényeges az asztrofizika számára. Ugyanekkor rendszeres megfigyelésének nagy gyakorlati jelentősége van, mert a Napon folyó változások, aktív jelenségek (naptevékenység) hatásai a Földön is érezhetők. Külön erre a célra szervezett obszervatóriumok, a *napszolgálat* gyűjti össze világadatközpontokba a megfigyeléseket, hogy a már



3.2.54. ábra. A Hudson Bay Company nyilvántartásai alapján a Kanadában évente elejtett nyulak és hiúzok száma, a napfolt-relatívszámokkal együtt. Látható, hogy míg 1860 és 1870 körül még valóban a 3.2.53. ábra szerint a napfoltok maximális számával a nyulak minimális száma járt együtt, az évszázad végére ennek éppen a fordítottja igaz. Itt tehát inkább a ragadozó—áldozat rendszer periodikus ingadozásairól van szó

ismert következményeket előre lehessen jelezni. Fontos tudományos feladat a naptevékenység jelenségeiben lezajló fizikai folyamatok tanulmányozása is, a mágneses terek szerepének felderítése, hogy magát a naptevékenységet is előre tudjuk jelezni. Ez az asztrofizikusok (napfizikusok) feladata. Másrészt a csatlakozó tudományok (részecskefizika, geofizika, meteorológia, biológia) kutatóival együttműködve tisztázni kell, hogy milyen még ismeretlen hatásai lehetnek a naptevékenységnek a Földön lezajló folyamatokban, a már gyanított összefüggéseknek mi a mechanizmusa, és mely jelenségekben nincs a Napnak szerepe. Bár már elég sokat tudunk a Napról, a napfizikában még sok a megoldatlan kérdés, ami a tudomány fejlődésének előfeltétele.

Irodalom

- ABETTI, G.: The Sun. Faber and Faber. London 1962.
 ALLAN, C. C., KEIL, K.: Sterne, 58 (1982) 326.
 BEATTY, J. K.: Sky and Telescope, 66 (1983) 405.
 BEATTY, J. K.: Sky and Telescope, 67 (1984) 110.
 BRAY, R. J., LOUGHEAD, R. E.: Sunspots. Chapman and Hall, London 1964.
 CARR, M. H.: Mercury, XII (1983) 2.
 CHRISTY, J. W., HARRINGTON, R. S.: Astron. J., 83 (1978) 1005.
 DORSCHNER, J.: Sterne, 55 (1979) 129, 236, 56 (1980) 120, 57 (1981) 187, 58 (1982) 114. 59 (1983) 105.

- EBERHART, J.: Planetary Report, III (1983) 5, 3.
 FRIEDMANN, H.: Sun and Earth. W. H. Freeman, New York 1986.
 HOPPE, G.: Sterne, 58 (1982) 352.
 FROBÖSE, R.: Sterne und Weltraum, 22 (1983) 582.
 ILLÉS, E.: Csillagászati évkönyv, 153. Gondolat, Budapest 1981.
 JORDAN, S. (Ed.): The Sun as a Star. NASA SP-450, Washington 1981.
 KÖHLER, H. W.: Sterne und Weltraum, 17 (1978) 321, 25 (1986) 196.
 KSNANFOMALITI, L. W.: Sterne, 59 (1983) 67.
 KUIPER, G.: The Sun. Univ. of Chicago Press, Chicago 1953.
 MITTON, S. A.: nappali csillag. Gondolat, Budapest 1986.
 MORRISON, D.: Mercury, X. (1981) 162.
 NASA News (1980), 80—192.
 NASA News (1981), 81, 44.
 NASA News (1981), 81, 97
 Обридко, В. Н.: Солнечные пятна и комплексы активности. Наука, Москва 1985.
 ORALL, F. Q. (Ed.): Solar Active Regions. Colorado Associated Univ. Press, Boulder 1981.
 PARMENTIER, E. M.: Nature, 295 (1982) 290.
 REICHSTEIN, M.: Sterne, 57 (1981) 3.
 SCHLOSSER, T.: Csillagászati évkönyv, 143. Gondolat, Budapest 1982.
 SHORTHILL, R. W. et al.: Science, 194 (1976) 91.
 SMITH, B. A. et al.: Science, 204 (1979) 951.
 SMITH, H. J., SMITH, E. P.: Solar Flares. Macmillan, New York 1963.
 STEVENSON, D. J.: Nature, 298 (1982) 142.
 STONE, E. C., MINER, E. D.: Science, 215 (1982) 499.
 STURROCK, P. A. (Ed.): Solar Flares. Colorado Associated Univ. Press, Boulder 1980.
 Űrhajózási lexikon. Akadémiai Kiadó—Zrínyi Kiadó, Budapest 1981.
 Витинский, Ю. И., Копецкий, М., Куклин, Г. В.: Статистика пятнообразовательной деятельности солнца. Наука, Москва 1986.
 WALDMEIER, M.: Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung. Akademisch Verlagsgesellschaft, Leipzig 1955.
 WALZER, U.: Sterne, 58 (1982) 3.
 ZIRKER, J. B. (Ed.): Coronal Holes and High Speed Wind Streams. Colorado Associated Univ. Press, Boulder 1977.

4. ASZTROFIZIKA

Az Univerzum anyagának túlnyomó része körülbelül Nap-tömegnyi, magas hőmérsékletű gázgömbök formájában található. Mint a későbbiekben részletesen is látni fogjuk, a Napnál nagyságrenddel nagyobb tömegű testek olyan gyorsan felhasználják energiakészletüket, hogy gyakorlatilag születésük előtt már elpusztulnak; a Napnál 10-szer kisebb testek belsejében pedig már olyan kicsi a nyomás és a hőmérséklet, hogy ezek már alig pislákolnak. A Napéval nagyságrendileg megegyező tömegű égitestek autommagreakciókkal, vagy fejlődésük bizonyos szakaszában összehúzó-dásukkal tetemes mennyiségű energiát termelnek és nagy teljesítménnyel sugároznak. Ezeket az égitesteket nevezzük *csillagoknak*. Szokás ismeretterjesztő munkákban néha a Jupiter bolygót is csillagnak nevezni, mivel ennek is van önálló energiatermelése. Ez olyan téves, mintha lepkékről mondanánk, hogy madarak. A Jupiter ugyan termel önállóan energiát, ez azonban nem elég tetemes ahhoz, hogy csillagnak nevezzük.

Vannak igen nagy tömegű sugárzó objektumok is. Ilyenek például a *kvazárok*. Ezek tömege 8-11 nagyságrenddel múlja felül a közönséges csillagok tömegét, ezért ezeket nem soroljuk a csillagok közé. Elképzelhetőek a Nappal nagyságrendileg megegyező tömegű, nem sugárzó égitestek is, a *fekete törpék*. Ezekről azonban jóformán semmit sem tudunk. Mindezek a kivételek nem gyengítik meg azt az állításunkat, hogy az *Univerzum anyagának túlnyomó része csillagok formájában fordul elő*.

A csillagokban és a csillagokon lejátszódó fizikai (és kémiai) folyamatokkal, a csillagok anyagának fizikai (és kémiai) tulajdonságaival foglalkozik az *asztrofizika*. Néha az asztrofizikába sorolják az extragalaxisok fizikáját is. Mi azonban ebben a fejezetben a szűkebb értelemben vett asztrofizikával, a *csillagok és a csillagközi anyag fizikájával* fogunk csak foglalkozni.

Az asztrofizikát szokás néha *gyakorlati asztrofizikára és elméleti asztrofizikára* osztani. A gyakorlati asztrofizika a csillagok jellemző tulajdonságainak meghatározásával, mérésével foglalkozik, míg az elméleti asztrofizika a mérésekből az elméleti fizika módszereivel von le további következtetéseket. A továbbiakban mind gyakorlati, mind elméleti asztrofizikával fogunk foglalkozni, de ezeket nem választjuk ketté, hanem a szükségletnek megfelelően alkalmazzuk az egyiknek vagy másiknak a módszerét. Először a csillagok jellemzőivel kívánunk foglalkozni, elsősorban abból a szempontból, hogy miképpen lehet ezeket a jellemzőket meghatározni.

4.1. A csillagok jellemzői

A csillagok fizikai tulajdonságait a csillagok jellemzőivel (állapothatározóival) adhatjuk meg. Ezeket a jellemzőket részben meg lehet mérni, részben a mért adatokból ki lehet számítani. A csillagok jellemzőinek megadása és tárgyalása többféle sorrendben is elképzelhető; mi az alábbi sorrendet fogjuk követni:

- a) a csillagok fényessége,
- b) a csillagok tömege,
- c) a csillagok felületi hőmérséklete,
- d) a csillagok színe,
- e) a csillagok sugara,
- f) a csillagok forgási periódusa,
- g) a csillagok mágneses tere,
- h) a csillagok kémiai összetétele.

4.1.1. A csillagok fényessége

A csillagokat fényességük szerint már HIPPARKHOSZ osztályozta és katalogizálta az i. e. második évszázadban. A csillagokat fényességük szerint hat osztályba sorolta; a legfényesebb csillagok az első osztályba, a szabad szemmel még láthatók a hatodik osztályba kerültek. Ilyen értelemben szokás még ma is elsőrendű, másodrendű stb. csillagokról beszélni. Természetesen a modern igények azt kívánják, hogy minden csillag fényességéhez egy számot rendeljünk hozzá. A modern csillagfotometria alapjait a múlt század 50-es éveiben N. R. POGSON rakta le, aki világosan definiálta a csillag magnitúdóját.

J. K. ZÖLLNER 1861-ben olyan műszert, *fotométert* készített, amelynek segítségével a csillag fényességét (*magnitúdóját*) meg lehetett mérni. A Zöllner-féle fotométerben egy mesterséges fényforrás fényét *Nikol*-prizma elforgatásával addig kellett csökkenteni, míg az egyenlő fényes nem lett a valódi csillag fényességével. A csillag fényességét a forgatás mértéke adta meg.

Megkülönböztetünk látszó és abszolút fényességet. A látszó fényesség a csillag földről mért fényességét jelenti, míg az abszolút fényességet ebből számítjuk ki. Először a csillagok *látszó fényességével* fogunk foglalkozni.

Jelöljük a csillagról jövő fény sugárzási áramát (a műszer spektrális érzékenységi tartományában) i -vel, és a klasszikus módon, szemmel meghatározott fényrendjét pedig m -mel. Mivel i a szemünkre ható inger, amely az m érzetet váltja ki, a kettő közötti összefüggést a már említett POGSON az

$$m = A \log i + c,$$

alakban írta fel (1856) és úgy találta, hogy a legjobb egyezés a klasszikus, *Hipparkhosz*-féle fényrendekkel akkor van, ha (10-es alapú logaritmust használva)

$$A = -2,5.$$

A azért negatív, mert nagyobb fényességű csillaghoz kisebb fényrend tartozik és fordítva. c számszerű értéke természetesen függ attól, hogy i -t milyen egységekben mérjük. Így

$$m = -2,5 \log i + c. \quad (4.1.1)$$

Az ily módon definiált m mennyiséget nevezzük a csillag *látszó magnitúdójának*, amelynek számszerű értéke már nem feltétlenül természetes szám, hanem lehet tört, sőt negatív is.

Írjuk most fel a (4.1.1) összefüggést egy 1-es és egy 2-es jelű csillagra:

$$m_1 = -2,5 \log i_1 + c,$$

$$m_2 = -2,5 \log i_2 + c.$$

A két egyenletet egymásból kivonva:

$$m_1 - m_2 = -2,5 \log \frac{i_1}{i_2}, \quad (4.1.2)$$

vagy

$$\frac{i_1}{i_2} = 10^{-0,4(m_1 - m_2)}. \quad (4.1.3)$$

Ez azt jelenti, hogy ha például

$$\frac{i_1}{i_2} \begin{cases} \frac{1}{2}, & \text{akkor } m_1 - m_2 = 0,75, \\ 2,512, & \text{akkor } m_1 - m_2 = 1,00, \\ 10, & \text{akkor } m_1 - m_2 = 2,50 \\ 100, & \text{akkor } m_1 - m_2 = 5,00. \end{cases}$$

(4.1.2) vagy (4.1.3) alapján egy ismeretlen fényességű csillag magnitúdóját úgy határozhatjuk meg, hogy az ismert m_0 magnitúdójú csillag i_0 sugárzási áramát összehasonlítjuk a mérendő csillag i sugárzási áramával, és (4.1.2) segítségével kiszámítjuk az ismeretlen m magnitúdót. Természetesen ki kell válasszunk egy olyan etaloncsillagot, amelynek a magnitúdóját előre megadjuk. Történelmileg először a *Sarkcsillag* magnitúdóját vették alapul, kimondva, hogy ennek látszó magnitúdója

$$m = 2^m 12.$$

Sajnos ez a választás nem bizonyult helyesnek, mert a *Sarkcsillagról* kitűnt, hogy változtatja a fényességét. Ezért később a *Sarkcsillag* környezetében választottak ki egy sor etaloncsillagot, melyeknek magnitúdója 2^m és 17^m között van. Ez a nemzetközi *Polsequenz*. Ma inkább egyes nyílthalmazok csillagai közül választanak ki etaloncsillagokat. A *Hyadok* és a *Plejádok* standardcsillagainak magnitúdója $\pm 0^m 01$ pontossággal van megadva. Ismeretlen csillagok magnitúdójának kiszámításakor a csillag fényének sugárzási áramát ezeknek az etaloncsillagoknak a sugárzási áramával hasonlítják össze.

A mért látszó magnitúdó számszerű értéke természetesen függ attól, hogy az érzékelőrendszernek milyen a spektrális érzékenysége. Más magnitúdóértéket kapunk akkor, ha érzékelő műszerünk az emberi szem, a fotolemez vagy a foto-elektronsokszorozó cső. Ezért később bevezették az m_v vizuális, az m_{ph} fotografikus és az m_{pe1} fotoelektromos magnitúdókat. Természetesen ezek a magnitúdók is csak akkor összehasonlíthatók, ha például ugyanolyan spektrális érzékenységgű szemmel, vagy ugyanolyan típusú fotolemezzel észlelünk. Ahhoz, hogy a különböző műszerekkel történt mérésekből összehasonlítható magnitúdóértékeket kapjunk, először tisztáznunk kell, hogy tulajdonképpen mi az i sugárzási áram, amit mérünk?

Jelöljük f_λ -vel a távcsőoptika és a használt szűrő (természetesen a λ hullámhossztól függő) átteresztési függvényét, e_λ -val a felfogóberendezés érzékenységi függvényét és

p_λ -val a földi atmoszféra áteresztési függvényét. Legyen továbbá a mért csillag sugárzási árama a λ hullámhossz függvényében (a légkör határán túl): Φ_λ . Ekkor a mért sugárzási áram az alábbi formulával számítható ki:

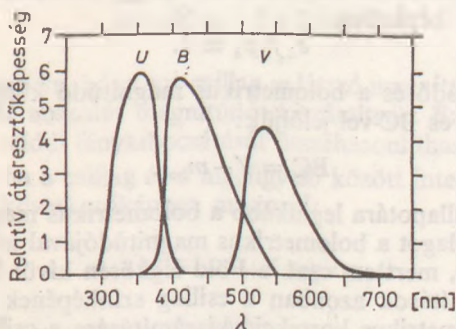
$$i = \int_0^\infty \Phi_\lambda e_\lambda f_\lambda p_\lambda d\lambda. \quad (4.1.4)$$

Az volna az ideális, ha minden egyes mérőműszerre az e_λ , f_λ és p_λ függvény megegyezne. Sajnos ez nincsen így. Azért, hogy mégis összehasonlítható magnitúdóértékeket kapjunk, lehetőleg minden obszervatóriumban azonos szűrőket, fotolemezeket és foto-elektronsokszorozó katódokat használnak. A legelterjedtebb a *Johnson-féle UBV-fotometriai rendszer*.

Ha a csillagok fényességét fényképezőlemez segítségével mérjük, akkor *fotografikus fotometriáról* beszélünk. A fényképezőlemezen képződött fekete korong átmérője összefüggésbe hozható a csillag fényének sugárzási áramával. Ha a fény útjába igen jól definiált áteresztési görbével rendelkező szűrőket helyezünk, és megfelelő típusú fotolemezt használunk, akkor kapjuk az U , B , V magnitúdókat. A szűrők típusát, a rájuk jellemző közepes hullámhosszat, vastagságukat az alábbi táblázatban adjuk meg:

Magnitúdó	λ [nm]	Szűrő típusa	Vastagsága [mm]	Fotolemez
U	365	Schott UG2	2	Kék érzékeny (pl. Kodak 103 a0)
B	440	Schott GG13	2	Kék érzékeny (pl. Kodak 103 a0)
V	550	Schott GG11	2	Sárga érzékeny (pl. Kodak 103 a0)

Az U , B és V szűrők áteresztési függvényét a 4.1. ábrán tüntettük fel.



4.1. ábra. U , B és V szűrők áteresztési függvényei

Ha a csillag fényességét foto-elektronsokszorozóval mérjük, akkor *fotoelektromos fotometriáról* beszélünk. Ilyenkor a foto-elektronsokszorozó csőbe a csillag fényének hatására keltett elektromos áram hozható kapcsolatba a csillag fényének sugárzási áramával. Fotoelektromos méréseknél is az U , B és V magnitúdókat használjuk.

A használatos szűrők adatait a következő táblázatban foglaltuk össze (tükrös teleszkóp esetére):

Megnitűdő	λ [nm]	Szűrő típusa	Vastagsága [mm]	Katód és a tükör
<i>U</i>	365	Schott UG2	2	SbCs, Al
<i>B</i>	440	Schott BG12	1	SbCs, Al
		+ Schott GG13	2	vagy Ag
<i>V</i>	550	Schott GG11	2	SbCs, Al vagy Ag

Az iménti szűrőkkel és felfogóberendezésekkel kapott *U*, *B* és *V* magnitűdóértékek természetesen még tartalmazzák a távcsőoptika és a légkör egyedi tulajdonságait is. Ha méréseinket más obszervatóriumok méréseivel össze akarjuk hasonlítani, akkor ezeket át kell számítanunk a nemzetközi rendszerbe. Ez elvileg történhet a (4.1.4) formula segítségével, de a gyakorlatban rendszerint érzékelő műszerünket az előzőekben már említett standardcsillagok segítségével kalibrálhatjuk. Minden egyes műszerre nyerhetők bizonyos *transzformációs formulák*, amelyek segítségével méréseinket a nemzetközi rendszerre átszámíthatjuk. Ez azonban nem mindig egyszerű feladat, mert bizonyos esetekben például a légkör állapotában mutatkozó szezonális változásokat is tekintetbe kell venni.

Az *UBV*-fotometriai rendszeren kívül még más rendszereket is használnak. Ilyen például az *RGU*-rendszer, vagy az infravörös tartományban használatos *R*, *I*, *J*, *K*, *L*, *M*, *N*, *Q* rendszer is. Napjainkban azonban az *UBV*-rendszer az általánosan elfogadott és használt.

A jelenleg használatos legérzékenyebb berendezésekkel 24—25 magnitűdős csillagot tudunk detektálni. Az űrteleszkóp segítségével elérhető lesz a 28 magnitűdős érzékenység is.

A csillagoknak a földi légkör abszorpciója és az érzékelő rendszer által nem torzított magnitűdóját *bolometrikus magnitűdónak* (m_{bol}) nevezzük. Formálisan ez azt jelenti, hogy a (4.1.4) képletben

$$e_{\lambda} f_{\lambda} p_{\lambda} \equiv 1.$$

A vizuális (*V*) magnitűdó és a bolometrikus magnitűdó különbségét *bolometrikus korrekciónak* nevezzük és BC-vel jelöljük:

$$BC = V - m_{bol}. \quad (4.1.5)$$

Mivel a csillag fizikai állapotára leginkább a bolometrikus magnitűdó jellemző, célszerű lenne minden csillagot a bolometrikus magnitűdójával jellemezni. Ez azonban jelenleg nem lehetséges, mert ezt csak a Föld légkörén kívül lehet megmérni, vagy számítani kell. A számítások azonban a csillag színekének ismerete nélkül elég bizonytalanok. A bolometrikus korrekció kiszámítására a csillagok felületi hőmérsékletének tárgyalásakor még vissza fogunk térni. Itt most csak annyit jegyzünk meg, hogy a Nap esetében

$$BC = +0^m07. \quad (4.1.6)$$

A csillag látszó magnitűdója nem jellemzi a csillag valódi állapotát, mert értéke függ a csillag távolságától. Ezért használjuk az *abszolút magnitűdót*, melynek definíciója a következő:

Egy csillag abszolút magnitúdója megegyezik a vele fizikai és kémiai állapotában tökéletesen megegyező csillagnak a látszó magnitúdójával 10 pc távolságból mérve. (Itt eltekintünk a csillagközi térben történő fényelnyeléstől.) Természetesen a csillag abszolút magnitúdóját nem lehet közvetlenül megmérni, hanem csak számolni.

Legyen az eredeti csillag r parsec távolságra, sugárzási árama legyen i , és látszó magnitúdója pedig legyen m . Gondolatban hozzuk (vigyük) a csillagot 10 pc távolságra. Legyen ekkor sugárzási árama I , magnitúdója (a csillag abszolút magnitúdója) M . Írjuk most fel a (4.1.1) kifejezést az eredeti és a virtuális csillagra is:

$$m = -2,5 \log i + c,$$

$$M = -2,5 \log I + c.$$

Vonjuk ki egymásból a két egyenletet:

$$m - M = -2,5 \log \frac{i}{I}.$$

Ha eltekintünk a csillagközi anyagban történő fényelnyeléstől, akkor a csillag sugárzási árama a tőle mért r távolság négyzetével fordítottan arányos:

$$i \approx \frac{1}{r^2},$$

$$I \approx \frac{1}{10^2},$$

így

$$m - M = -2,5 \log \frac{i}{I} = -2,5 \log \left(\frac{10}{r} \right)^2 = -5 + 5 \log r,$$

vagyis

$$m - M = -5 + 5 \log r. \quad (4.1.7)$$

Ez a formula alkalmas arra, hogy egy csillag m látszó magnitúdójának és r távolságának ismeretében az M abszolút magnitúdót kiszámítsuk. Ez lehetővé teszi, hogy a különböző csillagok valódi fénykibocsátását összehasonlíthassuk.

Abban az esetben, ha a csillag és a megfigyelő között intersztelláris abszorpció is van, akkor (4.1.7) a következőképpen módosul:

$$m - M = -5 + 5 \log r + A. \quad (4.1.8)$$

A kiszámításával itt most nem foglalkozunk, a továbbiakban feltesszük, hogy

$$A = 0.$$

Természetesen az abszolút magnitúdónak is ugyanolyan fajtái vannak, mint a látszó magnitúdónak. Ha például az U szűrő segítségével mért U magnitúdóból számítjuk ki az abszolút magnitúdót, akkor ezt M_U -val jelöljük

Tájékoztatásul az alábbi táblázatban megadjuk a Nap különböző típusú magnitúdóinak számszerű értékét:

$$\begin{array}{ll} U = -26,06, & M_U = +5,51, \\ B = -26,16, & M_B = +5,41, \\ V = -26,78, & M_V = +4,79, \\ m_{\text{bol}} = -26,85, & M_{\text{bol}} = +4,72. \end{array}$$

Ha egy csillag felületén 1 s alatt kiáramló összes elektronmágneses energiát (a csillag *luminozitását*) L -vel jelöljük, akkor a csillag abszolút bolometrikus magnitúdójára a következő kifejezést kapjuk:

$$M_{\text{bol}} - 4,72 = -2,5 \log \frac{L}{L_{\odot}}, \quad (4.1.9)$$

ahol $L_{\odot} = 3,84 \cdot 10^{23}$ kW, a Nap luminozitása.

A csillagok abszolút magnitúdói viszonylag tág határok között mozognak. A legfényesebb (óriás) csillagok abszolút magnitúdója eléri a -10 -et, míg a leghalványabbak abszolút magnitúdója $+15$ körül van.

A (4.1.7)-ben szereplő $m-M$ kifejezést *távolsági modulusnak* nevezzük. Ez a formula nemcsak arra jó, hogy kiszámítsuk egy csillag abszolút magnitúdóját, hanem arra is, hogy ismert abszolút magnitúdójú csillagok esetében kiszámítsuk ezek tőlünk mért távolságát. A csillag abszolút magnitúdóját több esetben közvetlenül is meg tudjuk határozni. Például az *RR Lyrae* és *δ Cephei* típusú csillagok esetében a *periódus—fényesség relációból* (lásd a 4.12. fejezetet), a fényváltozási periódus ismeretében meghatározható az abszolút magnitúdó. A látszó magnitúdó egyidejű mérésével (4.1.7)-ből kiszámítható a változócsillag távolsága. Az ily módon meghatározott távolságot *cefeida parallaxisnak* nevezzük. A cefeida parallaxis segítségével nemcsak a Tejútrendszerben lévő objektumok, hanem extragalaxisok távolsága is meghatározható. Az *RR Lyrae* csillagok abszolút magnitúdója durván 0-nak vehető. Így (4.1.7) alapján — mint könnyen látható — az *RR Lyrae* csillagok r távolsága m látszó magnitúdójuk ismeretében a következő formulával számítható ki:

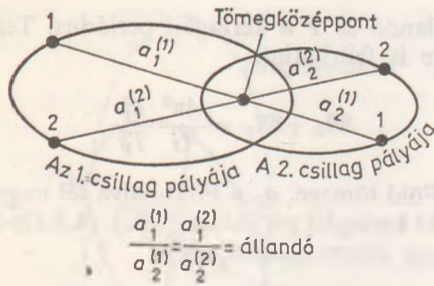
$$r \approx 10^{\left(1 + \frac{m}{5}\right)} \text{ pc}. \quad (4.1.10)$$

Az *Andromeda* extragalaxisban levő *RR Lyrae* csillagok látszó magnitúdója 24, így ennek távolsága:

$$r \approx 6 \cdot 10^5 \text{ pc}.$$

4.1.2. A csillagok tömege

A csillagok tömegének közvetlen meghatározása gravitációs hatásuk alapján lehetséges. Mivel a gravitációs erő a két test egymástól mért távolságának négyzetével fordítottan arányos, a tömeg mérése akkor lehetséges, ha az egymást vonzó testek közel vannak egymáshoz. Ez az eset legjobban a kettőscsillagok esetében valósul meg. A 2.1. fejezetben láttuk, a kettőscsillagok mozgását a kéttest-probléma írja le. A kéttest-probléma megoldása alapján a két csillag a közös tömegközéppont körül végez ellipszispályákon mozgást úgy, hogy a két testet összekötő egyenes mindig áthalad a tömegközépponton (4.2. ábra). A kéttest-probléma differenciálegyenlet-

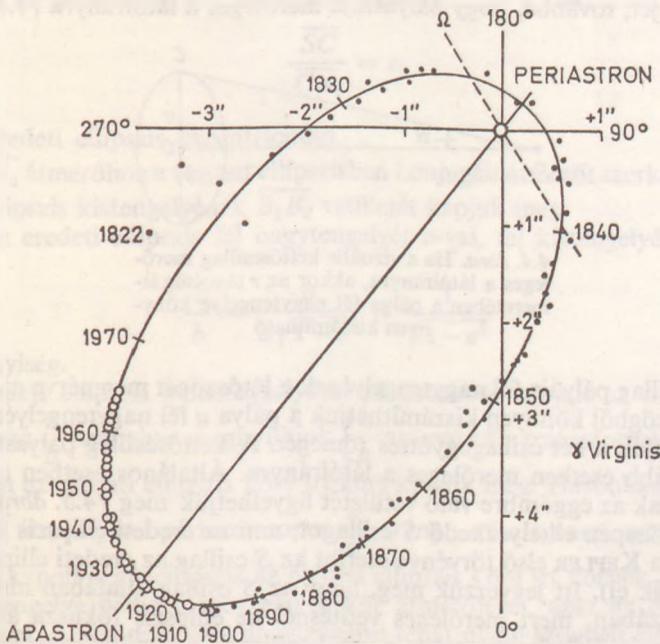


4.2. ábra. A két csillag a közös tömegközéppont körül végez ellipszispályákon mozgást úgy, hogy a két testet összekötő egyenes mindig áthalad a tömegközépponton

$$\frac{a_1^{(1)}}{a_2^{(1)}} = \frac{a_1^{(2)}}{a_2^{(2)}} = \text{állandó}$$

rendszere (lásd a 2.1. fejezetet) visszavezethető az egycentrum-problémára, azaz az egyik csillagba helyezett (egyébként gyorsuló) koordináta-rendszerben a másik csillag ellipszispályát ír le. Ezért van az, hogy a vizuális kettőscsillagok megfigyelésekor a távcső fonálkeresztjét mindig az egyik csillagra helyezhetjük, és ebben a rendszerben a másik csillag ellipszispályát ír le (4.3. ábra). Jelöljük az egyik csillag másikkra vonatkoztatott ellipszispályának a fél nagytengelyét a -val, a két csillag tömegét rendre \mathfrak{M}_1 -gyel és \mathfrak{M}_2 -vel, ekkor a kéttest-probléma megoldásából adódó harmadik Kepler-törvény a következő alakú:

$$\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2 = \frac{4\pi^2}{G} \frac{a^3}{T^2}, \quad (4.1.11)$$



4.3. ábra. A γ Virginis vizuális kettőscsillag relatív pályája 1822 és 1965 között

ahol G a gravitációs állandó és T a keringési periódus. Természetesen (4.1.11)-et a Nap—Föld rendszere is felírhatjuk:

$$\mathfrak{M}_{\odot} + \mathfrak{M}_{\text{F}} = \frac{4\pi^2}{G} \frac{a_{\text{F}}^3}{T_{\text{F}}^2}, \quad (4.1.12)$$

ahol \mathfrak{M}_{\odot} a Nap, \mathfrak{M}_{F} a Föld tömege, a_{F} a Föld-pálya fél nagytengelye (egy csillagászati egység) és T_{F} a Föld keringési periódusa (1 év). (4.1.12)-ben a Nap \mathfrak{M}_{\odot} tömege mellett a Föld m_{F} tömege elhanyagolható, így

$$\mathfrak{M}_{\odot} = \frac{4\pi^2}{G} \frac{a_{\text{F}}^3}{T_{\text{F}}^2}. \quad (4.1.13)$$

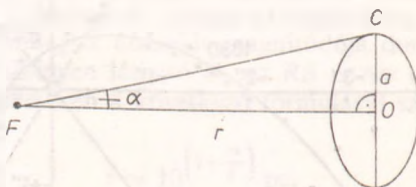
(4.1.11)-et (4.1.13)-mal elosztva:

$$\frac{\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2}{\mathfrak{M}_{\odot}} = \left(\frac{a}{a_{\text{F}}} \right)^3 \left(\frac{T}{T_{\text{F}}} \right)^2. \quad (4.1.14)$$

Ha most a tömeget Nap-tömegben, a távolságot csillagászati egységben és az időt években mérjük, azaz *égi mechanikai egységrendszer*t használunk, akkor (4.1.14) a következő alakú:

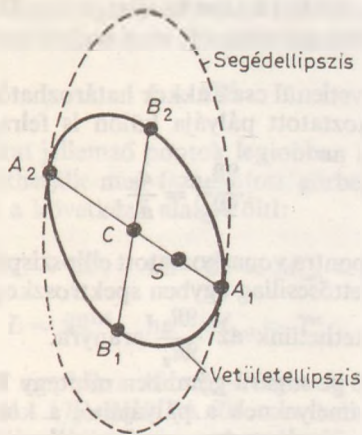
$$\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2 = \frac{a^3}{T^2}. \quad (4.1.15)$$

Először tegyük fel, hogy egy vizuális kettőscsillagnak ismerjük az r távolságát, a T keringési idejét, továbbá, hogy pályasíkja merőleges a látóirányra (4.4. ábra). Ek-



4.4. ábra. Ha a vizuális kettőscsillag merőleges a látóirányra, akkor az r távolság ismeretében a pálya fél nagytengelye könnyen kiszámítható

kor a kettőscsillag pályája fél nagytengelyének α látószögét megmérve az FOC derékszögű háromszögből könnyen kiszámíthatjuk a pálya a fél nagytengelyét, és (1.4.15)-ből megkaphatjuk a két csillagegyüttes tömegét. A kettőscsillag pályasíkja azonban csak a legritkább esetben merőleges a látóirányra. Általános esetben csak a valódi ellipszispályának az éggömbre való vetületét figyelhetjük meg (4.5. ábra), továbbá a fonálkereszt közepén elhelyezkedő S csillagot, ami az eredeti ellipszis fókuszának a vetülete (hiszen KEPLER első törvénye szerint az S csillag az eredeti ellipszis fókuszában helyezkedik el). Itt jegyezzük meg, hogy az S csillag általában nincs a vetület-ellipszis fókuszában, mert merőleges vetítésnél az ellipszis fókusza általában nem fókuszba megy át. Feladatunk tehát a vetületellipszis adataiból meghatározni, hogy az eredeti ellipszis fél nagytengelye milyen szögben látszanék a Földről, ha a pályasík



4.5. ábra. A kettőscsillag valódi pályájának megszerkesztése a Zwiers-féle módszerrel

merőlegesen állna a látóirányra. A több lehetséges mód közül itt a *Zwiers-féle grafikus eljárást* fogjuk ismertetni.

Merőleges vetítés az ellipszis centrumát a vetített ellipszis C centrumába viszi át, mert a centrum a végtelen távoli egyenes pólusa, és a végtelen távoli egyenes minden merőleges vetítésnél végtelen távoli egyenesbe megy át (4.5. ábra). A CS egyenesnek az ellipszis belsejében levő A_1A_2 szakasza tehát az eredeti ellipszis nagytengetyének vetülete. Mivel a merőleges vetítés aránytartó,

$$\frac{\overline{SC}}{\overline{CA_1}} = e,$$

ahol e az eredeti ellipszis excentricitása.

Ha az A_1A_2 átmérőhöz a vetített ellipszisben konjugált átmérőt szerkesztünk, akkor az eredeti ellipszis kistengelyének $\overline{B_1B_2}$ vetületét kapjuk meg.

Jelöljük az eredeti ellipszis fél nagytengetyét a -val, fél kistengelyét b -vel. Ekkor nyilván:

$$\frac{a}{b} = \frac{a}{a\sqrt{1-e^2}} = \frac{1}{\sqrt{1-e^2}}$$

ismert mennyiség.

Ha az eredeti ellipszis b kistengelyével párhuzamos húrjait az a nagytengetyre szimmetrikusan $\frac{a}{b}$ arányban megnyújtjuk $\left(\frac{a}{b}$ arányú affin transzformációt végzünk), akkor nyilván az eredeti ellipszis köré írt kört kapjuk meg. Hasonlóan, ha a vetített ellipszis $\overline{B_1B_2}$ átmérőjével párhuzamosan $\frac{a}{b}$ arányú affin transzformációt végzünk, akkor az így kapott segédellipszis az eredeti ellipszis köré írt körnek a vetülete lesz. Ennek nagytengetye pedig megegyezik a kör átmérőjével, azaz az eredeti ellipszis nagytengetyével. A segédellipszis nagytengetye tehát olyan szögben látszik a Földről nézve, mint amilyen szögben az eredeti ellipszis nagytengetye látszanék, ha merőlege-

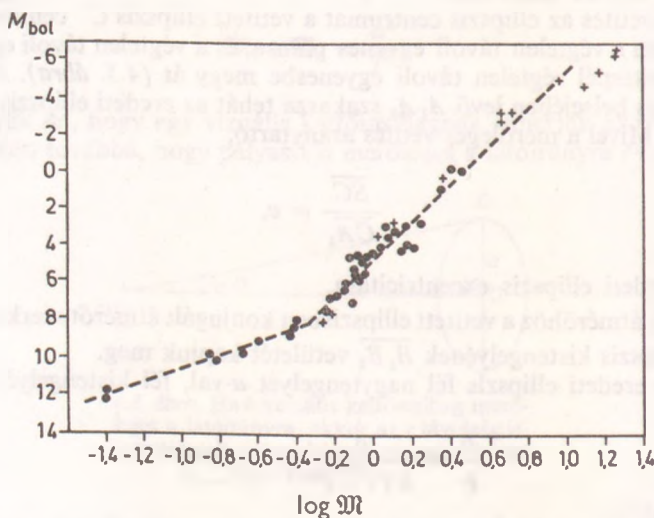
sen állna a látóirányra. Ily módon ismert távolságú vizuális kettőscsillag esetén a két csillag együttes $\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2$ tömegét akkor is meg tudjuk határozni, ha a pályasík nem merőleges a látóirányra.

Az \mathfrak{M}_1 és \mathfrak{M}_2 tömeg közvetlenül csak akkor határozható meg, ha a két csillagnak a tömegközéppontra vonatkoztatott pályája külön is felrajzolható. Ekkor

$$\frac{\mathfrak{M}_1}{\mathfrak{M}_2} = \frac{a_2}{a_1},$$

ahol a_1 és a_2 a tömegközéppontra vonatkoztatott ellipszispályák nagytengelyei. Abban az esetben, ha a vizuális kettőscsillag egyben spektroszkopikus is, a radiális sebességek viszonyából következtethetünk az $\frac{\mathfrak{M}_1}{\mathfrak{M}_2}$ arányra.

A Naprendszer körüli 20 pc sugarú gömbben mintegy 70 ismert távolságú vizuális kettőscsillagot ismerünk, amelyeknek a pályájából a komponensek tömegét kiszámíthatjuk. Ezek közül kb. 25 olyan van, amelyeknél a tömegek néhány százalékos hibával kaphatók. Ez kb. 50 csillagtömeget jelent. Ha a csillagok bolometrikus magnitúdóját a kapott tömeg logaritmusának függvényében ábrázoljuk, akkor a 4.6. ábrán levő grafikont kapjuk. A grafikonon elhelyezkedő pontok viszonylag jól illeszkednek a szaggatottan kihúzott görbére, amely két egyenes szakaszból áll. Ezt nevezzük *empirikus tömeg—fényesség reláció*nak.



4.6. ábra. Az empirikus tömeg—fényesség reláció

Az empirikus tömeg—fényesség relációból megállapíthatjuk, hogy a vizsgált csillagok tömegei viszonylag szűk határok között változnak. A csillagok tömegére igaz az

$$\frac{1}{25} \mathfrak{M}_{\odot} < \mathfrak{M} < 25 \mathfrak{M}_{\odot}$$

összefüggés. A csillagok túlnyomó többségére azt is kimondhatjuk, hogy tömegük 0,4 és 4 Nap-tömeg között van.

Az empirikus tömeg—fényesség relációból (4.1.9) felhasználásával megállapíthatjuk, hogy a csillagok tömege és luminozitása között a következő közelítő összefüggés áll fenn:

$$L \sim \mathfrak{M}^3. \quad (4.1.16)$$

A 4.6. ábrán a csillagokat jellemző pontok legjobban két egymással szöget bezáró egyenes szakasszal közelíthetjük meg (szaggatott görbe). Ez alapján az empirikus tömeg—fényesség reláció a következő alakot ölti:

$$\begin{aligned} L &\sim \mathfrak{M}^4, & \text{ha } 0^m < M_{\text{bol}} < 7^m \\ \text{és} & & \\ L &\sim \mathfrak{M}^{1.5}, & \text{ha } M_{\text{bol}} > 7^m. \end{aligned} \quad (4.1.17)$$

Megjegyezzük, hogy az empirikus tömeg—fényesség reláció csak az úgynevezett fősorozatbeli csillagokra (4.1.17) alakú. (A fősorozatbeli csillagokról majd a *Hertzprung—Russell*-diagramról szóló 4.2. fejezetben fogunk beszélni.) Így például a fehér törpecsillagok nem esnek a 4.6. ábrán jelölt szaggatott vonal közelébe.

Az empirikus tömeg—fényesség reláció felhasználásával lehetőségünk van abban az esetben is meghatározni egy vizuális kettőscsillag komponenseinek tömegét, ha nem ismert a rendszer tőlünk mért távolsága. Tekintettel arra, hogy a csillagok tömegei viszonylag szűk határok között mozognak, nulladik közelítésképpen (4.1.15)-ben $\mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2$ helyébe két Nap-tömeget írhatunk:

$$2\mathfrak{M}_\odot = \frac{a^3}{T^3}. \quad (4.1.18)$$

A (4.4.18) összefüggésből (T ismeretében) kiszámítható a . Megmérve azt az α szöget, amely alatt a valódi pálya fél nagytengelye látszanék, ha merőlegesen állna a látóirányra, α és a ismeretében megbecsülhető a kettős rendszer r_0 távolsága. r_0 , valamint a két csillag m_1 és m_2 látszó magnitúdójának megmérése után a (4.1.7) formula segítségével megbecsülhetjük a két csillag $M_1^{(0)}$ és $M_2^{(0)}$ abszolút magnitúdóját. Az empirikus tömeg—fényesség reláció segítségével most megbecsülhetjük a két csillag $\mathfrak{M}_1^{(1)}$ és $\mathfrak{M}_2^{(1)}$ tömegét is. A kapott $\mathfrak{M}_1^{(1)}$ és $\mathfrak{M}_2^{(1)}$ tömeget most ismét (4.1.15)-be helyettesítve az előbb ismertetett eljárást egymásután alkalmazva a tömegekre, nyerhetjük az

$$\mathfrak{M}_\odot, \mathfrak{M}_1^{(1)}, \mathfrak{M}_1^{(2)}, \mathfrak{M}_1^{(3)}, \mathfrak{M}_1^{(4)}, \dots$$

$$\mathfrak{M}_\odot, \mathfrak{M}_2^{(1)}, \mathfrak{M}_2^{(2)}, \mathfrak{M}_2^{(3)}, \mathfrak{M}_2^{(4)}, \dots$$

sorozatokat. Az iterációs eljárást addig folytatva, amíg a hibahatáron belül a sorozat két egymást követő tagjára ugyanazt az eredményt nem kapjuk, nyerhetjük a két csillag tömegének \mathfrak{M}_1 és \mathfrak{M}_2 közelítését. Ezzel az eljárással tehát abban az esetben is meg tudjuk határozni a kettős rendszer csillagainak tömegét, ha nem ismert a vizuális kettőscsillag távolsága. Ez a módszer azonban csak közelítő pontossággal adja meg a rendszer tömegének értékét.

Az iterációs eljárás során nemcsak a tömegekre, hanem az r távolságra is kapunk egy sorozatot. Ennek a sorozatnak a határértéke adja a kettős csillagrendszer távolságának közelítő értékét. Ez az eljárás tehát a tömegeken kívül a távolság meghatározására is alkalmas, ezért az ily módon kapott távolságértéket *dinamikus parallaxis*-nak nevezzük.

Olyan csillagok esetében, amelyek nem tagjai vizuális vagy spektroszkopikus kettős csillagrendszernek, a tömeget a (4.1.17) formulával becsülhetjük meg. Ehhez azonban természetesen ismernünk kell a csillag távolságát, hogy a (4.1.7) formulával a csillag abszolút magnitúdóját kiszámíthassuk.

4.1.3. A csillagok felületi hőmérséklete

Mint ismert, egy adott hőmérsékletű abszolút fekete test sugárzási áramának a hullámhossztól való függését a *Planck*-féle függvény adja meg:

$$B_{\lambda}(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda T}} - 1}. \quad (4.1.19)$$

Különböző T hőmérsékletek mellett $B_{\lambda}(T)$ -t grafikonon ábrázolva a *Planck*-féle görbéket kapjuk meg. Ha a csillag abszolút fekete testként sugározna, akkor kiválasztva a csillag színképeének megfelelő *Planck*-görbét, meghatározható lenne a csillag hőmérséklete. A csillagok sugárzási áramának a hullámhossztól való $I(\lambda)$ függése kismértékben eltér a *Planck*-féle függvénytől. Ezért attól függően, hogy milyen módszerrel hasonlítjuk össze a csillag $I(\lambda)$ mért sugárzási áramát a *Planck*-féle függvényvel, különböző hőmérsékletértékeket kapunk.

4.1.3.1. Az effektív hőmérséklet

Ismert a *Stefan*—*Boltzmann*-törvény, mely szerint

$$\int_0^{\infty} B_{\lambda}(T) d\lambda = \sigma T^4,$$

ahol $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-8}$ joule $m^{-2} s^{-1} K^{-4}$.

Egy csillag T_{eff} effektív hőmérséklete megegyezik annak az abszolút fekete testnek a hőmérsékletével, amely felületegységenként és másodpercenként ugyanannyi F energiát sugároz ki, mint a csillag. Így

$$F = \sigma T_{\text{eff}}^4. \quad (4.1.20)$$

F meghatározásához természetesen ismernünk kell a csillag R sugarát és tőlünk mért r távolságát, hiszen F -et az

$$F = \frac{L}{4\pi R^2}$$

formulával számolhatjuk ki, és L (4.1.9) alapján való kiszámításához az M_{bol} bolometrikus magnitúdót kell ismerjünk, ami (4.1.7) segítségével a távolság ismeretében számolható ki. Így az effektív hőmérséklet közvetlen meghatározása csak kivételes esetben végezhető el, és minden nehézség nélkül csak a Nap esetében mérhető meg. A Nap effektív hőmérséklete:

$$T_{\odot \text{eff}} = 5785 \pm 5 \text{ K.}$$

Az M_{bol} abszolút bolometrikus magnitúdó és a T_{eff} effektív hőmérséklet között — mint könnyen látható — a következő összefüggés áll fent:

$$M_{\text{bol}} = M_{\odot\text{bol}} - 5 \log R + 5 \log R_{\odot} - 10 \log T_{\text{eff}} + 10 \log T_{\odot\text{eff}}, \quad (4.1.21)$$

ahol R és R_{\odot} a csillag és Nap sugara, $T_{\odot\text{eff}}$ pedig a Nap effektív hőmérséklete.

4.1.3.2. A Wien-féle hőmérséklet

Vizsgáljuk meg, hogy a $B_{\lambda}(T)$ Planck-függvénynek milyen hullámhossznál van maximuma. (4.1.19)-ben vezessük be a következő jelölést:

$$\frac{hc}{k\lambda T} = x. \quad (4.1.22)$$

Ekkor

$$B(x) = 2 \frac{k^5 T^5}{h^4 c^3} \frac{x^5}{e^x - 1}.$$

$B(x)$ -nek nyilván ott van maximuma, ahol

$$\frac{d}{dx} \frac{x^5}{e^x - 1} = 0. \quad (4.1.23)$$

Elvégezve a differenciálást, (4.1.23)-ból

$$1 - \frac{x}{5} - e^{-x} = 0,$$

vagyis

$$x = 4,9651.$$

(4.1.22)-t felhasználva

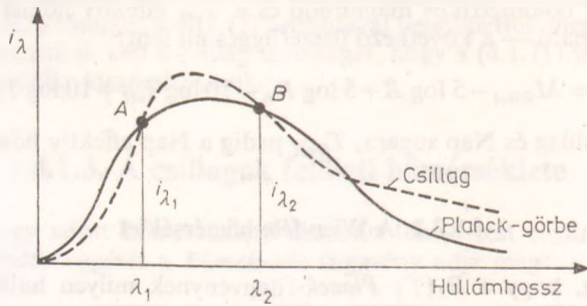
$$\lambda_{\text{max}} T = 4,9651 \frac{k}{hc} = 2,897 \cdot 10^{-3} \text{ m K}. \quad (4.1.24)$$

A Wien-féle hőmérséklet meghatározása (4.1.24) alapján a következőképpen történik: megállapítjuk, hogy a csillag spektrumában milyen λ_{max} hullámhossznál maximális a sugárzási áram, és (4.1.24)-ből kiszámítjuk a hozzá tartozó T_{W} Wien-féle hőmérsékletet.

4.1.3.3. A színhőmérséklet

A színhőmérséklet olyan abszolút fekete test hőmérséklete, amelynek sugárzási árama a megfigyelési színtéptartományban ugyanolyan eloszlást mutat, mint a csillag sugárzási árama. A színhőmérséklet a leggyakrabban használt hőmérséklet, mert — mint látni fogjuk — meghatározása igen egyszerű.

A színhőmérséklet mérésének az elve a következő. Tekintsük a csillag sugárzási áramának hullámhossz szerinti függését (4.7. ábra). Mérjük meg a sugárzási áramot a λ_1 és λ_2 hullámhosszaknál. A mért értékek legyenek i_{λ_1} és i_{λ_2} , amelyeket a 4.7. ábrán az A és B pont jelöl. Az A és B ponton keresztül fektessünk egy Planck-görbét. (Mint könnyen látható, egy és csakis egy ilyen Planck-görbe létezik.) Az így kapott Planck-



4.7. ábra. A színhőmérséklet mérésének elve

görbéhez tartozó hőmérsékletet nevezzük színhőmérsékletnek. Végezzük most el az imént vázolt számítást részletesen is.

Legyen a csillag felületegységéről időegység alatt kisugárzott elektromágneses energia $(\lambda, \lambda + d\lambda)$ hullámhossztartományban:

$$dE_\lambda = E_\lambda d\lambda.$$

A színhőmérséklet definíciója szerint (a mért hullámhosszknál):

$$E_\lambda = B(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda T}} - 1}.$$

Ha a csillag hőmérséklete nem túl nagy ($T < 10\,000\text{ K}$), és a látható színek tartományban észlelünk ($\lambda \approx 500\text{ nm}$), akkor

$$\frac{hc}{\lambda T} = \frac{hc}{k\lambda T} \approx 3, \quad \frac{hc}{\lambda T} \approx 20.$$

Ebben az esetben használható a *Wien-féle* közelítés:

$$\frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda T}} - 1} \approx e^{-\frac{hc}{\lambda T}},$$

azaz

$$E_\lambda \approx \frac{2hc^2}{\lambda^5} e^{-\frac{hc}{\lambda T}}. \quad (4.1.25)$$

A csillag fényének sugárzási árama a megadott λ hullámhosszon, a Földön mérve:

$$i_\lambda = E_\lambda \frac{R^2}{r^2}, \quad (4.1.26)$$

ahol R a csillag sugara, r a csillag távolsága. Így a csillag „ λ hullámhosszhoz tartozó” m_λ magnitúdója (4.1.1) szerint:

$$m_\lambda = -2,5 \log E_\lambda \left(\frac{R}{r} \right)^2 + C_\lambda, \quad (4.1.27)$$

ahol C_{λ} csak a hullámhossztól függő konstans. Írjuk most fel (4.1.27)-et a λ_1 és a λ_2 hullámhosszakra:

$$m_{\lambda_1} = -2,5 \log E_{\lambda_1} \left(\frac{R}{r} \right)^2 + C_{\lambda_1},$$

$$m_{\lambda_2} = -2,5 \log E_{\lambda_2} \left(\frac{R}{r} \right)^2 + C_{\lambda_2}.$$

\ két egyenletet most egymásból kivonva:

$$m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2} = -2,5 \log \frac{E_{\lambda_1}}{E_{\lambda_2}} + C_{\lambda_1} - C_{\lambda_2}. \quad (4.1.28)$$

Tekintettel arra, hogy

$$\frac{E_{\lambda_1}}{E_{\lambda_2}} = \frac{\lambda_2^5}{\lambda_1^5} e^{-\frac{hc}{kT} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right)},$$

(4.1.28) a következő alakú:

$$m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2} = 2,5 \frac{hc}{kT} \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \right) \log e + C_{\lambda_{12}}, \quad (4.1.29)$$

ahol $C_{\lambda_{12}}$ egy csak λ_1 -től és λ_2 -től függő konstans. Ily módon $m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2}$ a következőképpen írható:

$$m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2} = \frac{A_{\lambda_{12}}}{T} + C_{\lambda_{12}}, \quad (4.1.30)$$

ahol $A_{\lambda_{12}}$ is csak λ_1 -től és λ_2 -től függ.

$A_{\lambda_{12}}$ és $C_{\lambda_{12}}$ ismeretében, valamint m_{λ_1} és m_{λ_2} megméréseivel a (4.1.30) formula segítségével igen egyszerű módon kiszámíthatjuk a csillag T_{sz} színhőmérsékletét. Hangsúlyozni szeretnénk, hogy a színhőmérséklet megmérésehez sem a csillag távolságát, sem pedig sugarát nem kell ismernünk.

Megjegyezzük, hogy az iménti számolás akkor is elvégezhető, ha nem használjuk a Wien-féle közelítést, csak ebben az esetben (4.1.30) helyett m_{λ_1} , m_{λ_2} és T_{sz} között egy bonyolultabb összefüggéshez jutunk.

Tekintettel arra, hogy $m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2}$ szoros összefüggést mutat a csillag színhőmérsékletével, az $m_{\lambda_1} - m_{\lambda_2}$ kifejezést ($\lambda_1 < \lambda_2$) *színindex*nek nevezzük. A színindexet gyakran használjuk a csillag hőmérséklete helyett, mint paramétert.

Az m_{λ} magnitúdót természetesen csak a mérési technika által megengedett $\Delta\lambda$ hullámhossztartományban lehet megmérni. Leggyakrabban m_{λ_1} helyett a B , m_{λ_2} helyett pedig a V magnitúdót használjuk, tehát a leggyakrabban használt színindex a $B - V$. Mint a 4.1.1. fejezetben már említettük, ekkor

$$\lambda_1 \approx 440 \text{ nm} \quad \text{és} \quad \lambda_2 \approx 550 \text{ nm}.$$

Ezeket az értékeket a (4.1.30)-ba írva a következő közelítő formulához jutunk:

$$B - V \approx \frac{7200}{T_{sz}} - 0,53. \quad (4.1.31)$$

Itt jegyezzük meg, hogy definíció szerint minden színindex az $A0$ típusú csillagok esetében 0 (lásd később).

4.1.3.4. A kinetikus hőmérséklet

Ha a fénysugárzást kibocsátó közeg termodinamikai egyensúlyban van, akkor a részecskék átlagos kinetikus energiája megegyezik, és az egy részecskére eső átlagos kinetikus energia

$$E_k = \frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{3}{2}kT. \quad (4.1.32)$$

Ha valamilyen módon meg tudjuk mérni az adott típusú részecskék átlagos sebességét, akkor a (4.1.32) formulából kiszámítható a T_k kinetikus hőmérséklet. A kinetikus hőmérsékletre a színekpvonalak *Doppler*-kiszélesedésének tárgyalásakor még visszatérünk.

Abban az esetben, ha a csillagnak abban a tartományában, ahonnan a vizsgált sugárzás érkezik, nincs globális termodinamikai egyensúly, de például az elektronok átlagos kinetikus energiája megegyezik, akkor az elektronok átlagos sebességéből (4.1.32) alapján számolt kinetikus hőmérsékletet *elektronhőmérsékletnek* nevezzük. Hasonló értelemben szokás *ionhőmérséklet*ről is beszélni.

4.1.3.5. A sugárzási hőmérséklet

Az effektív hőmérséklet meghatározásakor nehézséget jelent, hogy a csillag által kibocsátott sugárzást a teljes elektromágneses spektrumban ismernünk kell. Ha a λ_1 és λ_2 közötti hullámhossz-intervallumban egységnyi felületen kibocsátott sugárzási áramot mérjük meg, és megnézzük, hogy egy abszolút fekete test egységnyi felülete milyen hőmérséklet mellett bocsát ki ugyanannyi sugárzási áramot az adott hullámhossz-tartományban, az így kapott hőmérsékletet sugárzási hőmérsékletnek nevezzük. Így a T sugárzási hőmérséklet olyan abszolút fekete test hőmérséklete, amely a megfigyelési színekp-tartományban felületegységenként és másodpercenként ugyanannyi sugárzási energiát bocsát ki, mint a csillag. Nyilvánvaló, hogy a sugárzási hőmérséklet az effektív hőmérsékletbe megy át, ha a megfigyelési színekp-tartomány a teljes elektromágneses spektrumot felöleli.

4.1.3.6. A gerjesztési hőmérséklet

Jelöljük valamelyik kémiai elem r -szeresen ionizált atomjai közül azoknak a térfogategységre eső számát, amelyek a k -edik kvantumállapotban vannak, n_{rk} -val. Legyen továbbá az ugyanilyen fajtájú r -szeresen ionizált k -állapotú atom gerjesztési energiája E_{rk} . Ha a sugárzást kibocsátó közeg termodinamikai egyensúlyban van, akkor érvényes a *Boltzmann*-formula:

$$\frac{n_{rk}}{n_{ri}} = \frac{g_{rk}}{g_{ri}} e^{-\frac{E_{rk} - E_{ri}}{kT}}, \quad (4.1.33)$$

ahol a g_{rk} és g_{ri} statisztikai súlyok táblázatokból nyerhetők, és k a *Boltzmann*-féle konstans.

A csillag színekpében azoknak a színekp-vonalaknak az „erőssége” (ekvivalens szélessége), amelyeknél az elektronátmenet az r, k állapotból kiindulva történik, arányos n_{rk} -val.

Egyugyanazon atom két különböző színekvonal-sorozatának vizsgálatából megállapítható az

$$\frac{n_{rk}}{n_{ri}}$$

arány. Az ily módon kapott T_G hőmérsékletet nevezzük gerjesztési hőmérsékletnek.

4.1.3.7. Az ionizációs hőmérséklet

Termodinamikai egyensúly fennállása esetén érvényes a *Saha*-féle egyenlet (melyet később részletesen is tárgyalunk):

$$n_e \frac{n_{r+1}}{n_r} = \frac{u_{r+1}}{u_r} g_e \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{\chi_r}{kT}}, \quad (4.1.34)$$

ahol n_r és n_e az r -szeresen ionizált atomok, illetve az elektronok térfogategységre eső számát, m_e az elektron tömegét, h a *Planck*-féle konstanst, χ_r az r -szeresen ionizált atom ionizációs potenciálját jelöli. Az u_r fázisösszeg és g_e statisztikus súly táblázatokból nyerhető.

A csillagok színeképében a különböző ionizációs állapotú atomok színekvonalának tanulmányozásából, például a növekedési görbe segítségével (lásd később) gyakran meghatározható az

$$\frac{n_{r+1}}{n_r}$$

arány, amivel (4.1.34)-ből a T ionizációs hőmérséklet kifejezhető.

Az imént ismertetett különböző hőmérsékletmérési eljárással kapott hőmérsékletek általában nem egyeznek meg egymással ugyanazon csillag esetében sem. Ennek egyrészt az az oka, hogy a csillagok légköre nem viselkedik tökéletes abszolút fekete test gyanánt, másrészt az, hogy a különböző hőmérsékletek a csillag légkörének más tartományaira vonatkoznak. Így ha megadjuk egy csillag felületi hőmérsékletét, akkor feltétlenül jeleznünk kell azt a módszert, ahogyan ahhoz jutottunk.

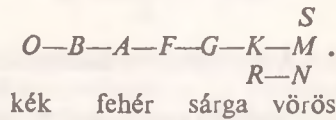
4.1.4. A csillagok színeképe

A csillagok színeképe általában folytonos színekép, amelyben sötét (abszorpciós), ritkábban világos (emissziós) vonalak (néha sávok) figyelhetők meg. A sötét vonalakat felfedezőjükről *Fraunhofer-vonalak*nak nevezzük. A csillagok színeképeit először A. SECCHI sorolta osztályokba 1863-ban, és három csoportot különböztetett meg. Már SECCHI is úgy rakta sorba a színeképosztályokat, hogy azok a csillagok felületi hőmérsékletének csökkenő sorozatát alkossák.

A csillagok színeképosztályokba való sorolásának ma is használatos rendszerét a századforduló környékén a Harvard Observatoryban dolgozta ki E. PICKERING, A. MAURY és A. CANNON. Ezért ezt az osztályozást *Harvard-féle spektrálklasszifikáció*-nak nevezzük. Ez az empirikus osztályozás minden egyes színeképosztályhoz megadott felületi hőmérsékletet és az abszorpciós színekvonalak meghatározott rendszerét rendeli hozzá.

A csillagszínkép-osztályozás elméleti hátterét századunk 20-as éveiben M. SAHA, R. H. FOWLER és E. A. MILNE dolgozta ki. (Ezzel az elmélettel a 4.9.1. fejezetben részletesen is foglalkozunk.)

A csillagokat tradicionálisan 7 fő- és 3 mellékszínképosztályba soroljuk. A főszínképosztályok a felületi hőmérséklet csökkenő sorrendjében a következők: *O, B, A, F, G, K, M*. A mellékszínképosztályok: *R, N* és *S*. A színképosztályok a következő sémába sorolhatók:



A séma alatt feltüntettük az egyes színképosztályokhoz tartozó csillagok jellegzetes színét is.

A 8^m0-nél fényesebb csillagok közül a *Henry Draper*-féle katalógus szerint 99,78% tartozik a *B, A, F, G, K* és *M* színképosztályba, 0,17% *O* típusú, míg az összes többi csillag csak 0,05%-ot tesz ki.

A mai követelményeknek természetesen nem felel meg a fenti 9 színképosztály, ezért az egyes betűvel jelzett színképtípusokon belül 10 alosztályt vezettek be. Az alosztályokat számokkal jelöljük. Így pl. létezik *B0, B1, ..., B9* osztály. Ez alól csak az *O* típus kivétel, ahol az osztályozás *O5*-tel kezdődik.

Az alábbiakban felsoroljuk az említett színképosztályokra jellemző színképvonalakat.

O típus. A hőmérséklet 25 000 K fölött van. A színképben az egyszerűen ionizált héliumatom-vonalak dominálnak, és megtalálhatók a háromszorosan ionizált szilícium-, a kétszeresen ionizált nitrogén-, illetve más többszörösen ionizált atomok vonalai is. A hidrogénatom vonalai viszonylag gyengék.

B típus. A hőmérséklet 25 000 és 11 000 K között van. A *B0* típusnál a hidrogén *Balmer*-sorozatának vonalai és a neutrális héliumatom vonalai a legszembetűnőbbek. Az ionizált oxigén- és szénatomok vonalai a *B3* típusnál erősödnek meg, a neutrális héliumatom vonalai a *B5* típusnál a legerősebbek. A hidrogénatom *Balmer*-sorozatának vonalai *B0*-tól *B9* felé haladva egyre erősebbek lesznek.

A típus. A hőmérséklet 11 000 és 7500 K között van. Ennél a típusnál a hidrogénatom *Balmer*-sorozata dominál, mely maximális erősségét az *A0* típusnál éri el, és *A0*-tól *A9* felé haladva egyre inkább halványodik. Az *A0* típusnál éri el maximumát az ionizált magnézium vonala is. Megjelennek az ionizált fémek (vas, titán, kalcium) vonalai is, melyek erőssége a magasabb számmal jelzett alosztályok felé haladva növekszik.

F típus. A hőmérséklet 7500 és 6000 K között van. Az *F0* típus gazdag az ionizált fémek vonalaiban, melyek közül a kalcium úgynevezett *H-* és *K*-vonala a legerősebb. A fémvonalak (különösen a vas) *F0*-tól *F9* felé haladva erősödnek, míg a hidrogén *Balmer*-sorozatának vonalai tovább gyengülnek.

G típus. A hőmérséklet 6000 és 5000 K között van. Erre a típusra a neutrális fémvonalak a legjellemzőbbek. Igen erősek az ionizált kalcium *H-* és *K*-vonalai. Megjelennek a CN- és CH-molekulák sávjai. Itt jegyezzük meg, hogy a Nap *G2* típusú csillag.

K osztály. A hőmérséklet 5000 és 3500 K között van. A neutrális fémvonalak mellett itt már a molekulásávok is erősek, továbbá a hidrogén- és ionizált fémvonalak már igen gyengék. *K5*-től kezdve már megfigyelhető a TiO-molekula sávja.

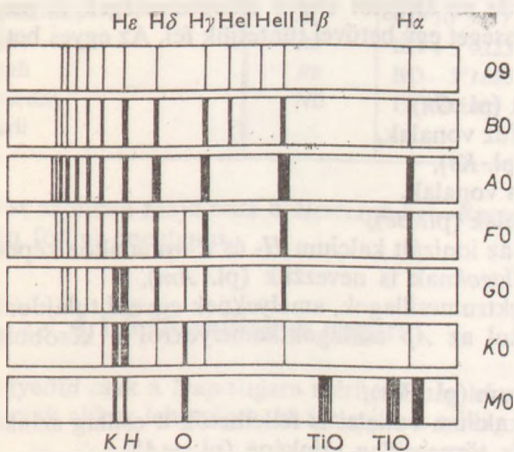
M osztály. A hőmérséklet 3500 és 2200 K között van. Erre az osztályra jellemző a neutrális kalcium vonala, továbbá a fém-oxid-molekulák sávjai, melyek közül a TiO a legerősebb.

S osztály. Hasonlít az *M* típusra, de erősek benne a ZrO, YO és LaO sávok. Általában a neutrális technécium (Te) vonalai is megfigyelhetők.

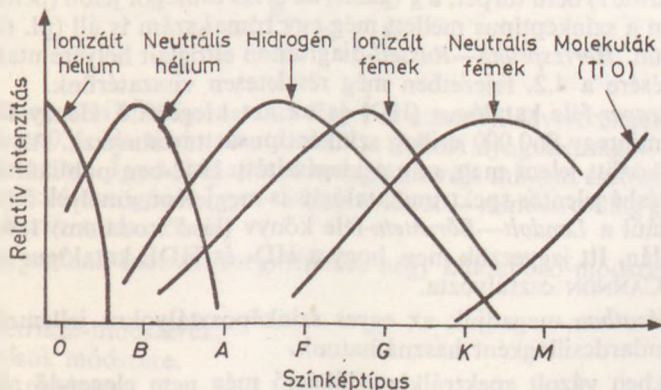
R és N osztály. Ezeket néha *C* osztálynak is nevezik. Az *R* osztály a *K* típusra, az *N* osztály az *M* típusra hasonlít. Az *R* osztályban a CN- és CH- molekulák sávjai is megfigyelhetők. Az *N* osztályra jellemző még a C_2 -molekula sávja is. Szokás ezért ezeket a csillagokat *széncsillagoknak* is nevezni.

Az extrém magas hőmérsékletű (egyébként *O* típusú) *Wolf—Rayet-csillagokat*, amelyeknek egyes vonalai emisszióban mutatkoznak, *W típusú csillagoknak* is szokás nevezni. [A spektrálklasszifikáció részletes leírása megtalálható például P. C. KEENAN: *Classification of Stellar Spectra, Stars and Stellar Systems* sorozat III. *Basic Astronomical Data* (1963) című kötetében (78—122. o.)]

A könnyebb áttekinthetőség kedvéért a 4.8. ábrán (sematikusán) feltüntettük az egyes színképosztályokra jellemző legfontosabb vonalakat. A 4.9. ábrán pedig a színképtípus függvényében tüntettük fel az egyes színképvonalak relatív intenzitását.



4.8. ábra. Egyes színképosztályokra jellemző legfontosabb vonalak



4.9. ábra. Egyes színképvonalak relatív intenzitása a színképtípus függvényében

Tradicionális okok következtében az *O* és *B* típusú csillagokat *korai típusú csillagoknak*, míg a *K* és *M* osztályba tartozókat *késői típusú csillagoknak* nevezzük. Ez nincs kapcsolatban a csillag valódi korával, a korai típusú csillagok is lehetnek idősek, és a későiek is lehetnek fiatal csillagok.

A spektráلكlasszifikáció a gyakorlatban objektívprizmás felvételek alapján történik. A nagy látószögű (általában *Schmidt-féle*) távcső fényútjába egy néhány fokos szögű prizmat helyeznek. Így a fotolemezen minden csillagnak a színképe jelenik meg. Az így kapott spektrumok felbontása gyenge (mindössze néhány 10 nm milliméterenként), tehát a részletes tanulmányozásra nem alkalmas, viszont megfelel a spektráلكlasszifikáció követelményeinek. A gyakorlati munkát elősegíti, hogy minden színképosztályhoz és alosztályhoz tartoznak „standardcsillagok”, melyeknek a spektráltípusa adott. Ilyen standardcsillagok spektrumát mutatjuk be a 4.10. ábrán (*mellékleten*). Ha ismeretlen spektráltípusú csillagokat akarunk színképosztályokba sorolni, akkor az adott műszerrel először a standardcsillagokról kell objektívprizmás felvételt készíteni, majd a kapott spektrumokat összehasonlítani a standardcsillagok spektrumával.

Vannak olyan csillagok, amelyeknek a spektruma nagyjából megfelel valamelyik színképosztálynak, de az átlagtól eltérő jellegzetességek is megtalálhatóak benne. Ilyenkor a jellegzetességet egy betűvel tüntetjük fel. Az egyes betűk jelentése a következő:

- n* diffúz vonalak (pl. *Gn*),
- mn* különösen diffúz vonalak,
- s* éles vonalak (pl. *Ks*),
- ss* különösen éles vonalak,
- e* emissziós vonalak (pl. *Be*),
- m* a fémvonalak az ionizált kalcium *H*- és *K*-vonalához képest erősek; ezeket *fémcsillagoknak* is nevezzük (pl. *Am*),
- p* különleges spektrumcsillagok, amelyeknek egyedi tulajdonságaik vannak (ilyenek például az *Ap* csillagok, amelyekről a későbbiekben részletesen is szólunk),
- v* változó spektrum (pl. *Bev*),
- k* a csillagközi kalcium vonalai is fellelhetők a csillag színképében,
- w* (vagy *D*) fehér törpécsillag színképe (pl. *wA5*).

Szokás néha ezenkívül még azt is feltüntetni, hogy a csillag törpe vagy óriás. Ilyenkor a *d* (dwarf) betű törpét, a *g* (giant) az óriás csillagot jelöli (például: *dM* vagy *gG*). Általában a színképtípus mellett még egy római szám is áll (pl. *G2V*), amely a csillagnak az ún. *Hertzsprung—Russell*-diagramon elfoglalt helyére utal. Ennek részletes ismertetésére a 4.2. fejezetben még részletesen visszatérünk.

A *Henry Draper-féle* katalógus (*HD*) és az azt kiegészítő *Henry Draper Extensions* (*HDE*) mintegy 360 000 csillag színképtípusát tartalmazza. Az alapkatalógus 1918 és 1924 között jelent meg, míg a kiegészítést 1942-ben publikálták. Ezenkívül még több, kevésbé jelentős spektrumkatalógus is megjelent, amelyek felsorolása megtalálható például a *Landolt—Börnstein-féle* könyv (lásd irodalom) 1965-ös kiadásának 295. oldalán. Itt jegyezzük meg, hogy a *HD*- és *HDE*-katalógus legtöbb csillagát *Miss A. Cannon* osztályozta.

A 4.1. táblázatban megadjuk az egyes színképosztályokra jellemző csillagokat, amelyeket standardcsillagként használhatunk.

Az eddigiekben vázolt spektráلكlasszifikáció még nem elegendő ahhoz, hogy a csillag légkörében uralkodó állapotokat jól jellemezze és ezért további fonomításra

4.1. táblázat. Különböző színképosztályokhoz tartozó standardcsillagok

Típus	A csillag neve, ill. jele	Típus	A csillag neve, ill. jele
O5	BD 4°1302	F5	α Canis Minoris
O6	BD 44°3639	F8	β Virginis
O7	S Monocerotis és 9 Sagitae	G0	α Aurigae
O8	λ_1 Orionis és A Cygni	G2	Nap
O9	10 Lacertae és BD 34°980	G5	α Geminorum
B0	ε Orionis	K0	α Bootis
B1	β Canis Maioris	K2	β Cancri
B2	γ Orionis	K5	α Tauri
B3	π^1 Orionis	M0	β Andromedae
B5	η Tauri	M2	α Orionis
B8	β Persei	M3	π Aurigae
B9	λ Aquilae	M6	ρ Geminorum
A0	α Canis Maioris	S	R Geminorum
A2	δ Ursae Maioris	R0	BD 10°5057
A3	τ^3 Eridani	R3	BD + 5°5223
A5	β Trianguli	R8	BD - 3°1685
F0	δ Geminorum	N0	19 Piscium
F2	π Sagittarii		

szorul. Ezt a finomítást azonban majd csak a *Hertzsprung—Russell*-diagram ismeretében a 4.2. fejezetben fogjuk megtenni.

4.1.5. A csillagok sugara

A csillagok közül egyedül csak a Nap sugara mérhető meg közvetlenül. Közvetett sugármeghatározás is csak akkor lehetséges, ha ismerjük a csillag tőlünk mért távolságát.

Egy, a Napéval megegyező csillag sugara 1 pc távolságból

$$\alpha = \frac{R_{\odot}}{1 \text{ pc}} \approx 2 \cdot 10^{-8}$$

radiánnak felel meg, ami 0,005-et tesz ki. Egy 1 m átmérőjű távcső elméleti felbontóképessége mintegy 0,1. Ha tekintetbe vesszük a légköri nyugtalanságot, akkor ez az érték 0,5-ig is felmehet. Így az elhajlási korong átmérője minden esetben nagyobb a csillag átmérőjének látószögénél. Így — a Napon kívül — minden csillag gyakorlatilag pontszerűnek látszik a távcsőben.

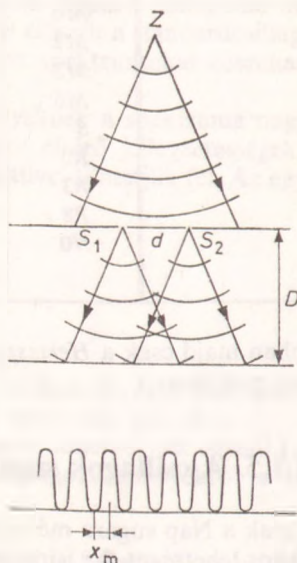
A csillagok sugarának indirekt megmérésére négy különböző módszer áll rendelkezésünkre:

1. interferometrikus módszerek,
2. fedési kettősök módszere,
3. holdfedéses módszer,
4. sugárzásenergetikai módszer.

Az interferometrikus sugármérés történhet Michelson-féle csillag-interferométerrel és intenzitás-interferométerrel. Először a Michelson-féle módszerrel foglalkozunk, amelyet 1920-ban fejlesztett ki A. A. MICHELSON és F. G. PEASE a Mount Wilson Observatoryban.

Ha egy pontszerű, végtelen távol levő fényforrás útjába a fénynyaláb irányára merőlegesen egy lemezt teszünk, amelyen egymástól d távolságra egy S_1 , illetve S_2 rés van, akkor a lemeztől D távolságban levő ernyőn interferenciacsíkok keletkeznek (4.11. ábra). Mint a fizikából ismert, a sötét és világos sávok egymástól mért távolsága:

$$x_m = \frac{\lambda D}{d},$$



4.11. ábra. Interferenciacsíkok keletkezése

ahol λ a fény hullámhossza. Ha most egy másik (szintén pontszerű és végtelen távol levő) fényforrás iránya a réseket tartalmazó lemezt normális irányával kicsiny ϱ szöget zár be, akkor ez a fényforrás is az ernyőn interferenciacsíkokat hoz létre. Itt azonban az S_1 és S_2 részre érkező fénysugarak között

$$\Delta l = d\varrho$$

útkülönbség lép fel. Ha Δl a hullámhossz egész számú többszöröse, azaz

$$\varrho = n \frac{\lambda}{d}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots),$$

akkor az interferenciaképek egymást erősítik, ha pedig

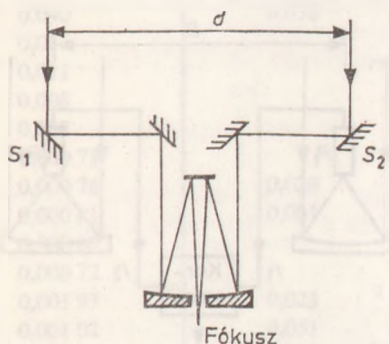
$$\Delta l = \left(n + \frac{1}{2}\right) \lambda, \quad (n = 0, 1, 2, 3, \dots),$$

akkor az interferenciaképek kioltják egymást. Ilyenkor

$$\varrho = \left(n + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{d}. \quad (4.1.35)$$

A ϱ szög esetünkben a csillag középpontjából jövő, és a csillag széléről jövő fény-sugár iránya közötti szöget jelenti, amely minden esetben oly kicsiny, hogy (4.1.35)-ben $n=0$.

A csillag sugarának mérése a *Michelson*-féle csillag-interferométerrel a következőképpen történik (4.12. ábra). A távcső tubusára két mozgatható (S_1 és S_2) tükröt



4.12. ábra. *Michelson*-féle csillag-interferométer elve

szereznek egymástól d távolságra, amelyek a csillag fényét két másik segédtükör segítségével a távcső tükrére vetítik. A fény ezután a távcső fókuszsíkjába jut, ahol az interferenciakép keletkezik. Az S_1 és S_2 tükröt addig mozgatják, amíg a fókusz-síkban keletkezett interferenciakép el nem tűnik. Ekkor a csillag sugara a Földről nézve (4.1.35) szerint:

$$\varrho = \frac{\lambda}{2d}$$

szögben látszik. A csillag átmérőjének látószöge pedig

$$\varrho = \frac{\lambda}{d}. \quad (4.1.36)$$

A fényhajlás pontosabb elmélete szerint (elsősorban azért, mert a csillag gömb és nem vonal alakú) a (4.1.36) formula alakja a következő:

$$\varrho = 1,22 \frac{\lambda}{d}. \quad (4.1.37)$$

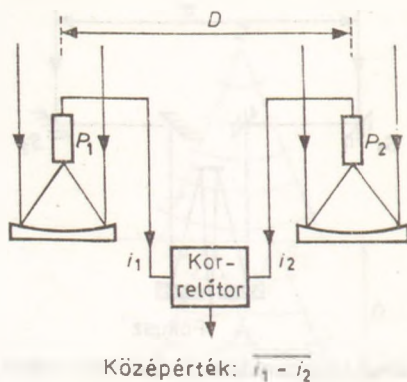
Ha a csillag felszínén erős szélsőtétedés feltételezhető, akkor a

$$\varrho = 1,33 \frac{\lambda}{d} \quad (4.1.38)$$

formulával lehet számolni.

A Mount Wilson Observatory 2,5 m átmérőjű tükörteleszkópjára szerelt segédtükrökkel $d=6$ m-t választva 1920-ban 7 csillag szögátmérőjét, majd 15 m-es bázistávolsággal 1933-ban újabb négy csillag sugarát lehetett ezzel a módszerrel meghatározni.

1964-től kezdődően R. H. BROWN és R. Q. TWISS fejlesztettek ki egy modernebb interferometrikus módszert az ausztráliai Narrabri Observatoryban. Ezt az eljárást *intenzitás-interferometriának* vagy *BTI-módszernek* nevezik. A mérésekhez két 6,5 m átmérőjű teleszkópot használnak, amelyek egy 188 m átmérőjű kör mentén mozgathatók el. A teleszkópok (mivel a tökéletes leképzés itt nem fontos) 252 db hatszögletű tükörből vannak összeállítva. A teleszkópok fókuszpontjában egy-egy P_1 és P_2 foto-elektronsokszorozó van elhelyezve (4.13. ábra). A foto-elektron-



4.13. ábra. Brown—Twiss-féle intenzitás-interferométer elve

sokszorozóban keletkező nagyfrekvenciás áramot a kör középpontjában levő korrelátorba vezetik. A korrelátorban képezik a két detektorról érkező i_1 és i_2 áram $i_1 - i_2$ különbségét, majd ezt 100 s-en keresztül átlagolják, és kapják az $\overline{i_1 - i_2}$ mennyiséget. Az $\overline{i_1 - i_2}$ értéke függ a két teleszkóp egymástól mért D távolságtól. $\overline{i_1 - i_2}$ D -től való függését megmérve, a kapott görbéből következtetni lehet a csillag látszó szögátmérőjére. Természetesen a mérési eljárás során ki kell küszöbölni a légköri szcintilláció miatt adódó korrelációkat és egyéb zavaró tényezőket is.

Az intenzitás-interferométerrel (éppen úgy, mint a *Michelson-féle*) csak fényes, 2-nél kisebb vizuális magnitúdója csillagok sugarát lehet megmérni. A legfényesebb csillagok esetében, jó légköri viszonyok mellett ezzel a módszerrel 0,0001-es pontosság is elérhető.

A 4.2. táblázatban megadjuk az interferometrikus módszerrel megmért csillagok sugarait. A táblázatban feltüntettük a csillag trigonometrikus parallaxisát (ha ismert) és a sugarat is a Nap sugarának egységében mérve.

Itt jegyezzük meg, hogy például az α Orionis (*Betelgeuse*) nevű csillag felszínén az interferométer segítségével részleteket is fel lehetett ismerni; a csillag felszínén világosabb foltok figyelhetők meg.

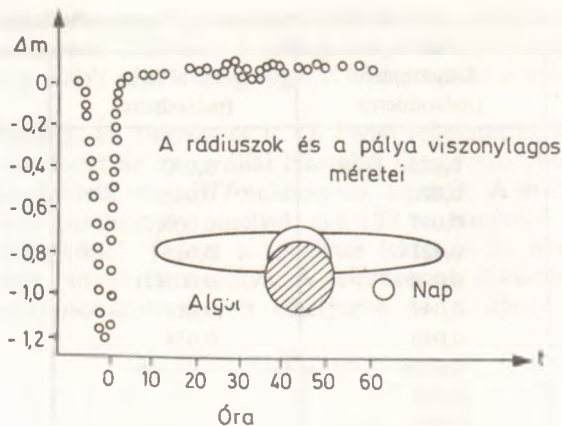
Bizonyos esetekben megmérhető a *fedési kettőscsillagok* komponenseinek sugara is. A fedési kettőscsillagokról a későbbiekben részletesen is szólunk, itt csak azt említjük meg, hogy ezek dinamikailag közös rendszert alkotnak és a közös tömegközéppont körül keringenek. Mint ahogyan a 2.1. fejezetben láttuk, a kettőst-probléma visszavezethető az egycentrum-problémára, aminek az a következménye, hogy a

4.2. táblázat. Interferometrikus módszerrel mért csillagok szögátmérői és sugarai

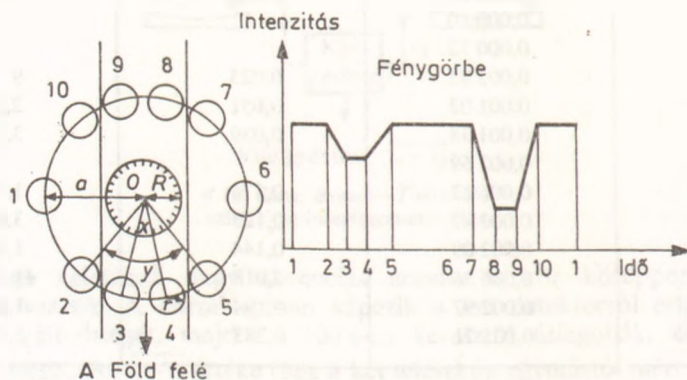
A csillag	Szögátmérő (másodperc)	Parallaxis (másodperc)	Sugár (R_{\odot})
α Boo	0,022	0,090	26
α Tau	0,020	0,048	45
α Ori	0,047	0,005(?)	1000(?)
β Peg	0,021	0,015	150
α Her	0,030	0,005(?)	680(?)
σ Cet	0,047	0,013	390
α Sco	0,040	0,058	740
β And	0,011		
α Cet	0,011		
γ Aql	0,008		
ε Peg	0,008		
β Cru	0,000 73		
γ Ori	0,000 76	0,026	3,1
ε CMa	0,000 81	0,001	87
α Pav	0,000 80		
ε Ori	0,000 72		
α Eri	0,001 93	0,023	9
α Gru	0,001 02	0,051	2,15
α Leo	0,001 38	0,039	3,8
β Ori	0,002 69		
α CMa	0,006 12	0,374	1,76
α Lyr	0,003 47	0,123	3,03
α PsA	0,002 09	0,144	1,56
α Car	0,006 86	0,018	41
α Aql	0,002 97	0,194	1,65
α CMi	0,005 71	0,283	2,17

koordináta-rendszer középpontját az egyik csillag tömegközéppontjába helyezve a másik csillag ebben az (egyébként gyorsuló) koordináta-rendszerben is ellipszispályát ír le. *Fedési kettőscsillagnak* akkor hívunk egy kettős rendszert, ha a pálya menti mozgás folyamán a két csillag egymást (a Földről nézve) kölcsönösen eltakarja. A fedési kettőscsillag akkor alkalmas komponensei sugarának meghatározására, ha a kettőjük közötti fényességkülönbség nem nagy, úgyhogy közös színeképükben mindkét csillag színeképvonalai külön-külön észlelhetők. Más szavakkal, a fedési kettőscsillag egyben spektroszkópai kettőscsillag is. Az ilyen típusú csillagok jellegzetes képviselője az *Algol*. A kölcsönös fedés miatt az *Algol* (és a hozzá hasonló ún. *Algol-típusú csillagok*) a fényességüket (4.14. ábra) és természetesen színeképüket is változtatják.

A mérési eljárás megértéséhez tekintsünk egy erősen leegyszerűsített esetet (4.15. ábra). Tegyük fel, hogy a „kisebb” csillag körpályán kering a „nagyobb” csillag körül és a pályasíkban van a Föld. Vizsgáljuk meg, hogy a kettőscsillagról jövő fény miképpen változik az idő függvényében. A 4.15. ábra bal oldalán a számokkal jelzett helyeknek az fénygörbén az ugyanolyan számmal jelzett fényességérték felel meg. A fénygörbe így két, általában különböző mélységű bemélyedést tartalmaz. (A be-



4.14. ábra. Az Algol fénygörbéje



4.15. ábra. Egy fedési kettőscsillag fénygörbéje a legegyszerűbb esetben

mélyedések csak akkor lennének egyformák, ha a két csillag felületi fényessége megegyezne — ami csak igen ritkán teljesül.)

Az észlelés folyamán megkapjuk a fénygörbét, amely természetesen nem olyan „szép” mint a 4.15. ábrán feltüntetett szemiatikus görbe. Az észlelés során megállapítjuk a megfelelő sorszámhoz tartozó t_2 , t_3 , t_4 és t_5 időpontokat.

Jelöljük a „nagy” csillag sugarát R -rel, a „kis” csillagét r -rel, továbbá a 205 szöget y -nal, a 304 szöget pedig x -szel. Legyen a „kis” csillag pályájának sugara a . A 4.15. ábrából világos hogy

$$\sin \frac{x}{2} \approx \frac{R-r}{a},$$

$$\sin \frac{y}{2} \approx \frac{R+r}{a}.$$

(4.1.39)

Mivel esetünkben körpályáról van szó, az x és y szögekre felírhatjuk, hogy

$$\frac{x}{2\pi} = \frac{t_5 - t_2}{P},$$

$$\frac{y}{2\pi} = \frac{t_4 - t_3}{P},$$
(4.1.40)

ahol P a „kis” csillag keringési periódusát jelöli, ami a fénygörbe alapján szintén meghatározható.

A kettőscsillag színeképében a „kis” csillag színeképvonalai a „nagy” csillag színeképvonalaihoz képest elmozdulnak a közeledés és távolodás következtében fellépő *Doppler*-effektus miatt. Nyilvánvaló, hogy a legnagyobb $\Delta\lambda$ hullámhossz-eltolódás az 1-es és a 6-os helyzetben lesz. Ezekben a helyzetekben a *Doppler*-effektus

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = -\frac{v}{c}$$

képletéből (ahol c a fénysebesség) kiszámítható a „kis” csillag v pálya menti sebessége. Mivel a pálya menti sebesség, a pályasugár és a keringési periódus között a következő összefüggés van:

$$2\pi a = vP, \tag{4.1.41}$$

az a pályasugár meghatározható. a értékét (4.1.41)-ből, x és y értékét (4.1.40)-ből meghatározva és ezeket (4.1.39)-be helyettesítve kiszámítható R és r értéke, azaz a kettőscsillag két komponensének sugara. A valóságban az általunk használt egyszerűsítés csak nagyon ritkán fordul elő. Általában a pálya nem kör, hanem ellipszis alakú, a fedés nem centrális. Ezek a komplikációk azonban az eljárás alap gondolatát nem érintik, pusztán csak matematikailag bonyolítják az eljárást. Tény viszont, hogy a különféle komplikációk miatt (szélsőtétedés, reflexió stb.) csak mintegy két tucat fedési változó esetében vannak megbízható sugárértékeink, annak ellenére, hogy több száz fedési kettőscsillagot ismerünk.

A 4.3. táblázatban megadjuk néhány kettőscsillag esetében a mért sugarakat. Mivel az *Algol*-típusú fedési kettőscsillagok a komponensek tömegének megméréseire is lehetőséget nyújtanak, a táblázatban a tömegeket is feltüntettük.

Néhány csillag esetében lehetőség van a csillag sugarának megméréseire *holdfedések* segítségével. Ennek lényege a következő. MÉRJÜK a csillag fényének intenzitását holdfedés előtt. Ha a csillag szögátmérője nem túl kicsi, akkor a fényesség nem ugrás-szerűen, hanem folytonosan csökken le a zajsintre. A csillag fényének a Hold peremén történő elhajlása miatt a csillag fényének intenzitása periodikusan változik. A változás amplitúdója véges csillagátmérő esetén kisebb, mint pontszerű fényforrás esetében. Ezzel a módszerrel csak nagyon kevés csillag átmérőjét lehet megmérni, a mérések pedig elég bizonytalanok, például a Hold felületének egyenetlenségei miatt. Ezzel a módszerrel az α *Sco* nevű csillag szögátmérőjére 0,04 ívmásodpercet kaptak, amely jó egyezésben van az interferometriku mérésrel kapott értékkel (lásd a 4.2. táblázatot).

Ha a csillag sugarát az előbbi módszerek egyikével sem tudjuk megmérni, akkor az átmérőt megbecsülhetjük a *sugárzásenergetikai módszerrel*. A hőmérséklet tárgyalása során már említettük, hogy a csillag T_{eff} effektív hőmérséklete összefüggésben van a csillag egységnyi felületén kiáramló energiával, azaz

$$F = \sigma T_{\text{eff}}^4.$$

4.3. táblázat. Algol-típusú kettőscillagok mért sugarai és tömegei

Csillag	Tömeg M_{\odot}	Sugár R_{\odot}	Csillag	Tömeg M_{\odot}	Sugár R_{\odot}
<i>Tág fedési kettőscillagok</i>			<i>Szoros (WUMa) kettőscillagok</i>		
μ^1 Sco	14	5	44 Boo	1,0	0,9
	9	6		0,5	0,6
β Aur	2	3	VW Cep	1,1	1,1
	2	2		0,3	0,7
V 536 Sgr	12	5	YY Eri	1,0	1,0
	5	11		0,6	0,9
ζ Aur	8	160	SW Lac	1,0	1,0
	6	?		1,2	0,8
31 Cyg	18	170	ER Ori	0,4	0,9
	9	5		0,3	0,9
32 Cyg	23	350	W UMa	1,1	0,9
	8	4		0,5	0,7
			AH Vir	1,4	1,3
				0,6	0,7

Így a csillag felületén kiáramló összes energia

$$E = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4,$$

ahol R a csillag sugara. Ugyancsak levezettük már a csillag bolometrikus magnitúdója, sugara és effektív hőmérséklete közötti (4.1.21) összefüggést:

$$M_{\text{bol}} = M_{\odot \text{bol}} - 5 \log R + 5 \log R_{\odot} - 10 \log T_{\text{eff}} + 10 \log T_{\odot \text{eff}}.$$

Ha még tudjuk mérni (illetve ki tudjuk számítani) a csillag M_{bol} abszolút bolometrikus magnitúdóját és ismerjük az effektív hőmérsékletét, akkor megbecsülhető a csillag R sugara. A mérésakor nehézséget jelent, hogy a bolometrikus magnitúdót és a T_{eff} effektív hőmérsékletet általában közvetlenül nem tudjuk meghatározni. Ha ismerjük a csillag színhőmérsékletét vagy sugárzási hőmérsékletét, akkor ebből a csillag légkörére való reális feltételezés alapján kiszámítható az effektív hőmérséklet. Ugyancsak a csillag légkörének szerkezetét kell ismerjük ahhoz, hogy az M_v abszolút magnitúdóból kiszámíthassuk az M_{bol} bolometrikus magnitúdót. A 4.4. táblázatban megadjuk különböző színképtípusú és luminozitásosztályú (lásd később) csillagokra a $BC = m_v - m_{\text{bol}}$ bolometrikus korrekciót és a T_{eff} hőmérsékletet.

A sugárzásenergetikai módszerrel történő sugármeghatározáshoz természetesen ismernünk kell a csillag tőlünk mért távolságát is. Ez újabb bizonytalanságot jelent a bolometrikus magnitúdó és az effektív hőmérséklet bizonytalansága mellett. Így ezzel a módszerrel csak közelítő értéket lehet adni a csillag sugarára, amely általában csak nagyságrendileg pontos.

Bizonyos speciális esetekben más módon is lehet következtetni a csillag sugarára. A pulzások esetében például a csillagról jövő rádió- (néha fény-) impulzus időtartamából adhatunk meg felső korlátot a csillag lineáris méreteire.

4.4. táblázat. A különböző színeképtípusú és luminozitásosztályú csillagok bolometrikus korrekciója és effektív hőmérséklete

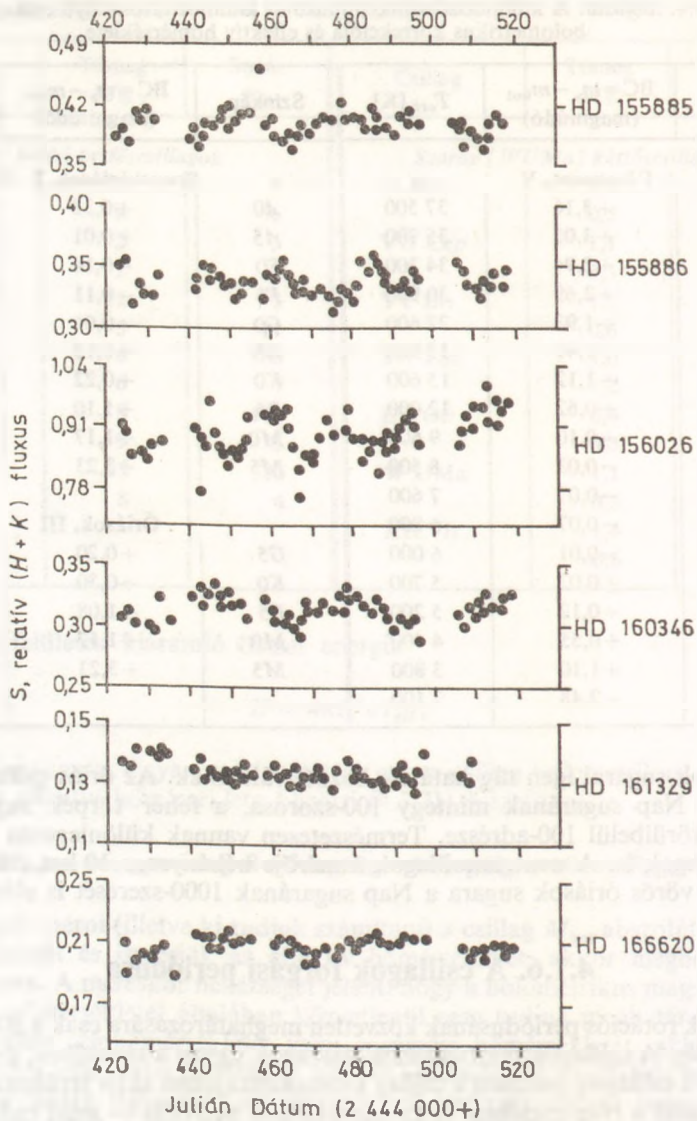
Színkép	$BC = m_v - m_{b,c,l}$ (magnitúdó)	T_{eff} [K]	Színkép	$BC = m_v - m_{b,c,l}$ (magnitúdó)	T_{eff} [K]
Fősorozatok, V			Szuperóriások, I—II		
O5	+3,16	37 500	A0	+0,38	9 400
O7	+3,05	35 700	A5	+0,01	8 300
O9	+2,94	34 300	F0	-0,14	7 500
B0	+2,69	30 900	F5	-0,11	6 800
B1	+1,93	22 600	G0	-0,04	5 800
B3	+1,41	17 900	G5	+0,13	5 100
B5	+1,12	15 600	K0	+0,22	4 900
B8	+0,62	12 000	K5	+1,10	3 800
A0	+0,10	9 600	M0	+1,17	3 700
A5	-0,03	8 500	M5	+3,23	3 000
F0	-0,07	7 600			
F5	-0,07	6 800			
G0	-0,01	6 000	G5	+0,20	5 000
G5	+0,02	5 700	K0	+0,30	4 700
K0	+0,12	5 200	K5	+1,08	3 800
K5	+0,55	4 400	M0	+1,17	3 700
M0	+1,10	3 800	M5	+3,23	3 000
M5	+2,48	3 100			

A csillagok sugarai igen tág határok között változnak. Az óriás csillagok sugara általában a Nap sugarának mintegy 100-szorosa, a fehér törpék sugara a Nap sugarának körülbelül 100-adrésze. Természetesen vannak különlegesen kis és nagy méretű csillagok is. A neutroncsillagok átmérője néhányszor 10 km csupán, míg a legnagyobb vörös óriások sugara a Nap sugarának 1000-szeresét is eléri.

4.1.6. A csillagok forgási periódusa

A csillagok rotációs periódusának közvetlen meghatározására csak a 80-as években nyílt lehetőség. A csillagok pontszerűnek látszanak ugyan a távcsőben, de különösen a kék típusú csillagok esetében a csillag kromoszférájában aktív területek találhatóak éppen úgy, mint a Nap esetében. A kromoszférikus aktivitás — mint tudjuk — elsősorban az ionizált kalcium *H*- és *K*-vonalában levő emissziós mag megjelenésében nyilvánul meg. A csillagok egy részének színképében található *H+K* emissziós vonalak relatív intenzitása az idő függvényében változik. Ha ez a változás periodicitást mutat, akkor feltételezhető, hogy az effektus a csillag forgásának eredménye. 1984-ben néhány tucat csillag esetében sikerült már ily módon meghatározni a rotációs periódust. A 4.16. ábrán hat csillag *H+K* relatív intenzitásának változását tüntettük fel S. L. BALIUNAS nyomán (Cool Stars, Stellar System and the Sun; Springer-Verlag 1984. p. 114.).

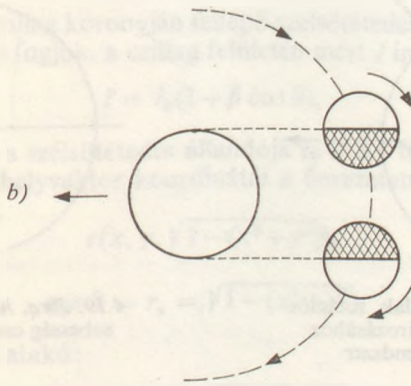
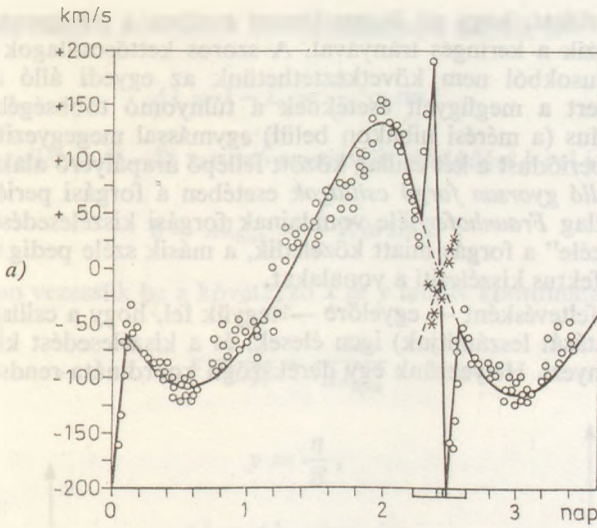
Hasonló kísérletek történtek néhány csillag forgási periódusának meghatározására röntgensugárzásuk változásának mérése segítségével, feltételezve, hogy az a csillag koronájában levő röntgenaktivitási zónából ered.



4.16. ábra. Néhány csillag rotációs periódusának meghatározása a kalcium *H*- és *K*-vonalának intenzitásmérése alapján

Néhány esetben meghatározhatjuk a rotációs periódust *fedési kettőscsillagok* esetében is. Ennek a mérésnek a lényege a következő.

A fedési és egyben spektroszkopikus (*Algol*-típusú) kettőscsillag mellékkomponensének színekvonalai — mint már említettük — a főcsillag színekvonalai körül *Doppler*-effektus miatt harmonikus rezgőmozgást végeznek a keringésnek megfelelő periódussal. A *Doppler*-eltolódás $\Delta\lambda$ hullámhosszának folyamatos mérésével meghatározható a mellékcsohagnak a főcsillagra vonatkoztatott radiális sebessége, min



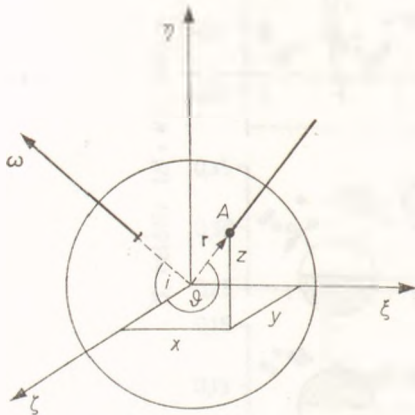
4.17. ábra. a) Az *U Cephei* kettőscsillag radiális sebességgörbéje, b) az *U Cephei* radiális sebességgörbéjének értelmezése

az idő függvénye (4.17a ábra). Spektroszkopikus kettőscsillagok esetében a radiális sebességgörbe általában szinuszos jellegű függvény. Mintegy 30 csillag (így pl. a 4.17a ábrán bemutatott *U Cephei*) esetében a radiális sebességgörbében közvetlenül a fedés előtt és után hirtelen ugrás figyelhető meg. Ezt az ugrást (4.17b ábra) úgy értelmezhetjük, hogy a fedés előtt (és után) a mellécsillagnak csak egy szelete látszik ki a főcsillag mögül. Az ekkor észlelt radiális sebesség tehát nem a keringés miatti távolodás eredménye (már csak azért sem, mert ilyenkor ez éppen nulla), hanem a csillag forgása miatti távolodás (közeledés) következményeképpen lép fel. A fénygörbéből meghatározható a csillag sugara is. Ha feltesszük, hogy a forgástengely (közel) merőleges a keringési síkra, akkor a maximális radiális sebességérték az egyenlítő menti forgási sebességnek felel meg. A sugár és az egyenlítő menti forgási sebesség ismeretében kiszámítható a mellécsillag forgási periódusa.

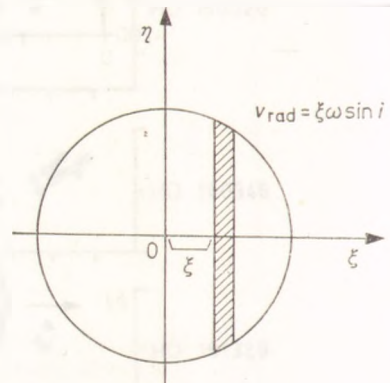
Rendkívül érdekes, hogy az összes ismert esetben a komponensek forgásának iránya megegyezik a keringés irányával. A szoros kettőscsillagok esetében kapott rotációs periódusokból nem következtethetünk az egyedi álló csillagok forgási periódusára, mert a megfigyelt eseteknek a túlnyomó többségében a forgási és keringési periódus (a mérési hibákon belül) egymással megegyezik, ami arra utal, hogy a forgási periódust a két csillag között fellépő árapályerő alakította ki.

Az egyedül álló gyorsan forgó csillagok esetében a forgási periódusra következtethetünk a csillag *Fraunhofer*-féle vonalainak forgási kiszélesedéséből is, hiszen a csillag egyik „széle” a forgás miatt közeledik, a másik széle pedig távolodik. A fellépő *Doppler*-effektus kiszélesíti a vonalakat.

Egyszerűsítő feltevésként — egyelőre — tegyük fel, hogy a csillag színképvonalai (ha a forgás hatását leszámítjuk) igen élesek, és a kiszélesedést kizárólag a csillag forgása eredményezi. Helyezzünk egy derékszögű koordináta-rendszert (4.18. ábra)



4.18. ábra. A színképvonalak rotációs kiszélesedésének meghatározásához használt koordináta-rendszer



4.19. ábra. A csillagkorongon a radiális sebesség csak a ξ koordinátától függ

a csillag középpontjába. A ζ tengely mutasson a megfigyelő irányába, és a ζ és η tengelyek által kifeszített sík tartalmazza a csillag forgástengelyét. A szögsebességvektor legyen ω . A ζ tengely ω -val i nagyságú szöget zár be. Ebben a koordináta-rendszerben nyilván

$$\omega(0, \omega \sin i, \omega \cos i).$$

A csillag felületének A pontjába mutató helyvektor legyen $\mathbf{r}(\xi, \eta, \zeta)$. Az A pontban a sebesség nyilván

$$\mathbf{v} = \omega \times \mathbf{r}.$$

A \mathbf{v} sebességvektor radiális (ζ) irányú komponense:

$$v_{\text{rad}} = v_{\zeta} = \omega_{\zeta} \eta - \omega_{\eta} \zeta = -\omega_{\eta} \xi = -\omega \sin i \cdot \xi,$$

hiszen $\omega_{\xi} = 0$.

Világos, hogy a csillagkorongon a radiális sebesség csak a ξ koordinátától függ (4.19. ábra). A $\xi, \xi + d\xi$ tartományba eső szeletből érkező sugárzás hullámhossza

a Doppler-effektus miatt a következő $\Delta\lambda$ hullámhosszal tolódik el:

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \frac{\lambda}{c} \xi \omega \sin i.$$

A csillagkorong széléhez ($\xi=R$) tartozó maximális eltolódást b -vel jelölve:

$$b = \Delta\lambda_{\max} = \frac{\lambda}{c} R \omega \sin i.$$

A csillagkorongon vezessük be a következő x és y relatív koordinátákat:

$$x = \frac{\xi}{R} = \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_{\max}}, \quad (4.1.42)$$

$$y = \frac{\eta}{R},$$

vagy másképpen:

$$\Delta\lambda = \Delta\lambda_{\max} x = bx.$$

Vegyük tekintetbe a csillag korongján fellépő szélsőtétedést. Ahogyan a későbbiekben részletesen tárgyalni fogjuk, a csillag felületén mért I intenzitás

$$I = I_0(1 + \beta \cos \vartheta), \quad (4.1.43)$$

ahol I_0 egy konstans, β a szélsőtétedés állandója és ϑ a ζ tengely és az \mathbf{r} helyvektor által bezárt szög. Az \mathbf{r} helyvektor koordinátái a bevezetett x és y koordinátákkal:

$$\mathbf{r}(x, y, \sqrt{1 - (x^2 + y^2)}),$$

tehát

$$\cos \vartheta = r_z = \sqrt{1 - (x^2 + y^2)},$$

Így (4.1.43) a következő alakú:

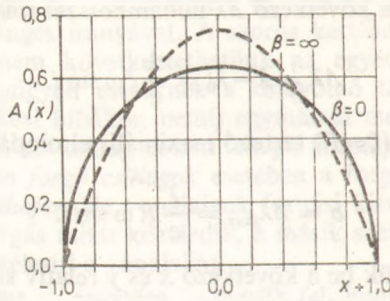
$$I = I_0 [1 + \beta \sqrt{1 - (x^2 + y^2)}]. \quad (4.1.44)$$

(4.1.44) segítségével kiszámíthatjuk, hogy a csillagkorong x koordinátával jellemzett sávjában keletkező sugárzás milyen $A(x)$ súllyal jön szóba (4.19. ábra):

$$A(x) = \frac{2 \int_0^{\sqrt{1-x^2}} I(x, y) dy}{2 \int_{-1}^1 \int_0^{\sqrt{1-x^2}} I(x, y) dy dx}. \quad (4.1.45)$$

(4.1.44)-et (4.1.45)-be helyettesítve és az integrálást elvégezve

$$A(x) = \frac{\frac{2}{\pi} \sqrt{1-x^2} + \frac{\beta}{2} (1-x^2)}{1 + \frac{2}{3} \beta}. \quad (4.1.46)$$



4.20. ábra. A rotáció miatt kiszélesedett vonalprofil alakja $\beta=0$ és $\beta=\infty$ szélsőtétedési állandó esetében

$A(x)$ lefutását a $\beta=0$ és a $\beta=\infty$ szélsőséges esetekre a 4.20. ábrán tüntettük fel. Abban a speciális esetben, ha nincs szélsőtétedés ($\beta=0$), (4.1.46)-ból adódik, hogy az $A(x)$ görbe alakja ellipszis.

Ha most az x koordinátáról (4.1.42) segítségével áttérünk $\Delta\lambda$ -ra, továbbá felteesszük hogy a színeképvonal közepén az intenzitás E_0 , akkor a következő színeképvonalprofilhoz jutunk:

$$E = E_0 A(x) = E_0 A\left(\Delta\lambda \frac{c}{\lambda R\omega \sin i}\right).$$

Így a vonal félszélessége:

$$\Delta\lambda_{\max} = \frac{\lambda}{c} R\omega \sin i \quad (4.1.47)$$

és. Mivel $R\omega$ a csillag v_e egyenlítői sebessége, (4.1.47) a következőképpen is írható:

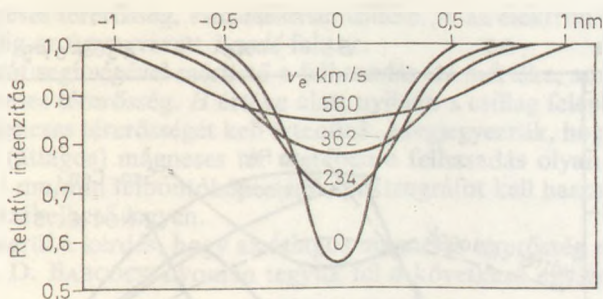
$$\Delta\lambda_{\max} = \frac{\lambda}{c} v_e \sin i. \quad (4.1.48)$$

$\Delta\lambda_{\max}$, azaz a vonal félszélessége mérhető, így a vonalprofilból meghatározható $v_e \sin i$.

Természetesen a csillag *Fraunhofer*-féle színeképvonalai (eltekintve a forgás hatásától) nem végtelenül vékonyak, hanem eleve van pl. a termikus *Doppler*-effektus miatt valamilyen profiljuk. Tegyük fel, hogy a csillag (valamelyik) *Fraunhofer*-vonalának profilját (eltekintve a forgás hatásától) a $W(\lambda)$ függvény írja le. Ekkor a forgás ezt a színeképvonalprofilot úgy módosítja, hogy az eredő színeképvonalprofil a következő $S(x)$ függvénnyel írható le:

$$S(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} W(\lambda - \lambda') A(\lambda') d\lambda'. \quad (4.1.49)$$

A gyakorlatban észleljük az $S(x)$ vonalprofilot, és valamilyen feltevést téve $W(\lambda)$ -ra, (4.1.49)-ből kiszámítjuk $A(\lambda)$ -t. $A(\lambda)$ ismeretében pedig meghatározható $v_e \sin i$. $W(\lambda)$ -t általában olyan (a vizsgált csillaggal azonos színeképosztályba tartozó) csillag színeképvonalalaival közelítjük meg, amely semmilyen forgást sem mutat; feltehetően a pólus irányából látszik (*pole on csillag*). A 4.21. ábrán az ι *Herculis* nevű (forgási kiszélesedést nem mutató) csillag He I 4026-os vonalának profilját látjuk (4.1.49) alapján számolva különböző v_e egyenlítői sebességek mellett.



4.21. ábra. Az ι Herculis csillag He I 4026-os vonalának számított profilja különböző egyenlítői sebességek mellett

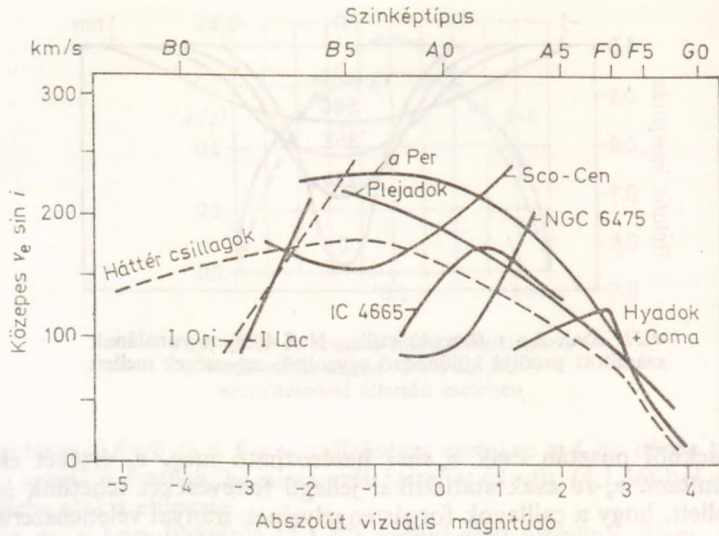
Az észlelésekből pusztán csak $v_e \sin i$ határozható meg, v_e értékét ebből nem tudjuk kiszámítani. v_e -re csak statisztikai jellegű feltevéseket tehetünk annak fel-tételezése mellett, hogy a csillagok forgástengelyeinek irányai véletlenszerűen oszla-nak el.

A 4.5. táblázatban megadjuk D. McNALLY nyomán [The Observatory 85 (1965), p. 166], a különböző fősorozatbeli csillagok átlagos v_e egyenlítői sebességét és átlagos forgási periódusát.

4.5. táblázat. Különböző színképtípusú csillagok egyenlítői sebessége és forgási periódusa

Színképtípus	Sugár, R/R_{\odot}	v_e [km/s]	P [nap]
O5	17,2	190	4,85
B0	7,6	200	1,91
B5	4,0	210	0,96
A0	2,6	190	0,73
A5	1,7	160	0,56
F0	1,3	95	0,73
F5	1,2	25	2,42
G0	1,04	12	4,55
K0	0,9	10	4,72

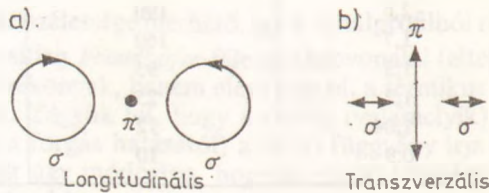
A táblázatból kitűnik, hogy leggyorsabban az A típusú és a korai F típusú csillagok forognak. Az A típustól az O felé, illetve a K felé haladva a csillagok átlagos rotációs periódusa gyorsan növekszik. Meg kell azonban jegyezzük, hogy a táblázatban közölt adatokat csak tájékoztató jellegűnek foghatjuk fel. Végezetül J. L. TASSOUL nyomán (Theory of Rotating Stars, 1978) a 4.22. ábrán bemutatjuk kilenc különböző csillag-rendszer esetében a $v_e \sin i$ átlagértékére kapott eredményeket a spektráltípus függvé-nyében. Az ábrából világos, hogy $v_e \sin i$ eloszlása különböző rendszerekben más és más lehet. Nem világos, hogy ez a különbség az egyenlítői sebességek különböző-ségéből vagy pedig i nem véletlenszerű eloszlásából ered-e?



4.22. ábra. Az átlagos forgási sebességek kilenc csillagrendszer esetében

4.1.7. A csillagok mágneses tere

P. ZEEMAN 1896-ban felfedezte, hogy a színekvonalak mágneses térben (általában) három komponensre hasadnak fel. Az úgynevezett π komponens helyben marad, míg a két σ komponens a π komponenshez képest a mágneses tértől és a színekvonalától függő mértékben $\pm\Delta\lambda$ -val eltolódik. Ha a mágneses tér irányába nézünk, akkor a π komponens eltűnik, és csak a két σ komponens marad meg. Ezek azonban ellentétes irányban körkörösen polarizáltak. Ha a mágneses tér merőleges a látóirányra, akkor mind a π , mind a σ komponensek megfigyelhetők, de mindhárom lineárisan polarizált (4.23. ábra). A merőleges és párhuzamos helyzet két szélső-



4.23. ábra. A színekvonalak Zeeman-féle felhasadása mágneses térben a látóiránnyal párhuzamos (a) és a látóirányra merőleges (b) tér esetén

séges esetet képvisel. A magnetográf nevű műszerrel meg lehet mérni a több komponensre hasadt színekvonal intenzitásvizonyait. A felhasadt színekvonalak polaritásvizonyait is tekintetbe véve kedvező esetben meghatározható a színekvonal felhasadásának $\Delta\lambda$ mértéke. Mint ismeretes, a felhasadt vonalak $\Delta\lambda$ eltolódása:

$$\Delta\lambda = \pm g \frac{eH\lambda^2}{4\pi mc^2} = \pm 4,67g\lambda^2 H \text{ nm}, \quad (4.1.50)$$

ahol H a mágneses térerősség, e az elektron töltése, m az elektron tömege, c a fénysebesség, g pedig az úgynevezett *Landé*-faktor.

A magnetográf segítségével mérhető a felhasadás $\Delta\lambda$ mértéke, amiből meghatározható a H mágneses térerősség. H értéke alatt nyilván a csillag felénk forduló oldalának átlagos mágneses térerősségét kell értenünk. Megjegyezzük, hogy 0,1 T mágneses fluxussűrűségű (átlagos) mágneses tér esetében a felhasadás olyan csekély mértékű hogy legalább 1 nm/mm felbontóképességű spektrográfot kell használni ahhoz, hogy az egyáltalán érzékelhető legyen.

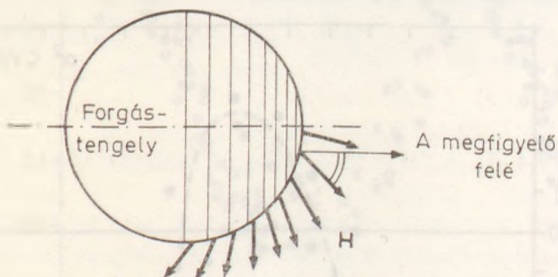
Azonnal felmerül a kérdés, hogy az átlagos mágneses térerősség mit jelent? Ennek tisztázására H. D. BABCOCK nyomán tegyük fel a következő egyszerűsítő feltevések teljesülését:

- a csillag forgási és mágneses tengelye egybeesik;
- a csillagot a forgástengely irányából (pole on) látjuk;
- a szélsőtétedési koefficiens: 0,45;
- az abszorpciós színekvonalak ekvivalens szélessége a csillag felületén állandó;
- a csillag mágneses tere: dipólus.

Ezek a feltevések a gyakorlatban (legalábbis egyszerre) sohasem teljesülnek, mégis jó támpontot adhatnak az észlelések értelmezéséhez. A csillag felületén a mágneses térerősség ekkor (4.24. ábra) a következő formulával adható meg:

$$H = \frac{1}{2} H_p (1 + 3 \sin^2 \varphi)^{1/2},$$

ahol φ az asztrográfiai szélesség, H_p a mágneses térerősség a csillag pólusában.



4.24. ábra. Egy csillag dipólus jellegű mágneses tere, ha a mágneses és a forgástengely, valamint a látóirány egybeesik

Ha most H -t a csillag egész felénk forduló félgömbjére a szélsőtétedéssel súlyozva integráljuk, akkor kapjuk, hogy az észlelt H_e átlagos mágneses térerősség:

$$H_e = \frac{H_p}{2} \frac{\int_0^{\pi/2} \sin \varphi \cos \varphi (1 + 3 \sin^2 \varphi)^{1/2} (0,55 + 0,45 \sin \varphi) \cos \varphi \, d\varphi}{\int_0^{\pi/2} \sin \varphi \cos \varphi (0,55 + 0,45 \sin \varphi) \, d\varphi} = 0,311 H_p.$$

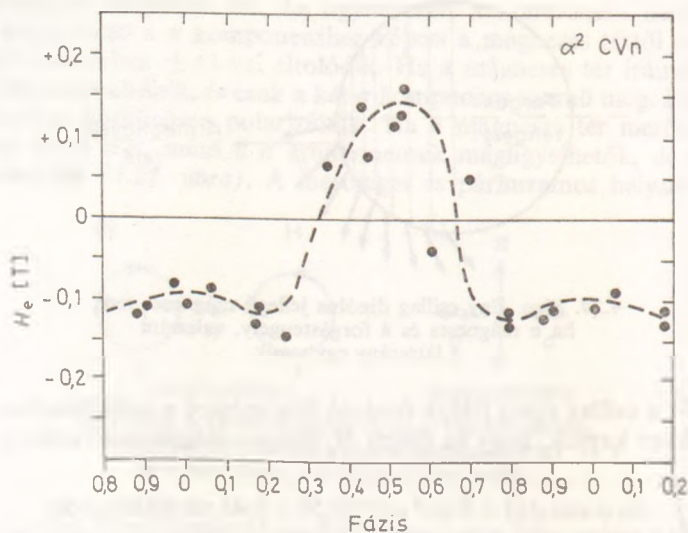
Ez azt jelenti, hogy ha H_e átlagos mágneses térerősséget észlelünk, akkor (feltevéseink érvényessége esetén) a pólusban levő H_p mágneses térerősség háromszorosa az észlelt H_e közepes mágneses térerősségnek.

Ha a csillag mágneses tere nem dipólus jellegű, vagy a forgástengely nem esik a megfigyelő irányába, akkor a helyzet lényegesen bonyolultabb. Mint ahogy egyes mágneses A_p csillagok részletes vizsgálata megmutatta, a mágneses tér (hasonlóan a Nap esetéhez) foltokban helyezkedik el. Ebben az esetben a foltokban mérhető térerősség lényegesen nagyobb, mint a Zeeman-felhasadásból kapott H_e átlagos mágneses térerősség.

Az első csillag (a Nap után), amelynek mágneses terét kimutatták, a *73 Virginis* volt 1946-ban (H. D. BABCOCK). Azóta kb. 200 csillag esetében mutatták ki a mágneses tér jelenlétét. A legtöbb mágneses csillag A_p típusú, amely a mai értelmezés szerint a *B8* és *F2* színképtípusok közötti pekuliáris színképpel rendelkező csillagokat jelent. Szinte minden olyan A_p típusú csillag, amely lassan forog, vagy amelyet „pole on” látunk, azaz amelyeknél a forgási vonalkiszélesedés nem akadályozza a mérést, mágneses tér jelenlétét mutatja. Kimutattak mágneses teret néhány tucat *G* és *K* típusú csillagnál és vörös *M* típusú törpe- és óriáscsillagoknál is. A közönséges csillagok között a legnagyobb átlagos mágneses térerőssége a HD 215 441 jelű csillagnak van, mágneses fluxussűrűsége 3,4 T. Fehér törpecsillagok és neutroncsillagok esetében ennél is erősebb mágneses tér jelenléte feltételezhető.

A mágneses A_p csillagok mindegyike egyben mágneses változócsillag is, azaz a mágneses térerősség általában 4–7 napos periódussal változik. Semmi kétségünk sem lehet afelől, hogy a térerősségváltozást a csillag forgása okozza, mivel a mágneses tengely nem esik egybe a forgástengellyel. A változás jellegétől függően a mágneses (A_p) változókat három osztályba soroljuk:

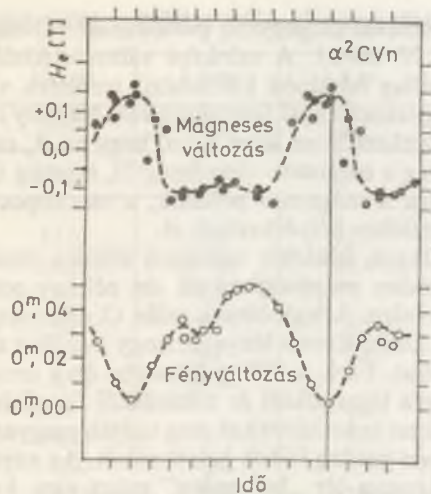
α osztály: A mágneses tér erőssége és polaritása szabályos periódussal változik. Reprezentáns képviselője: $\alpha^2 CVn$ (4.25. ábra).



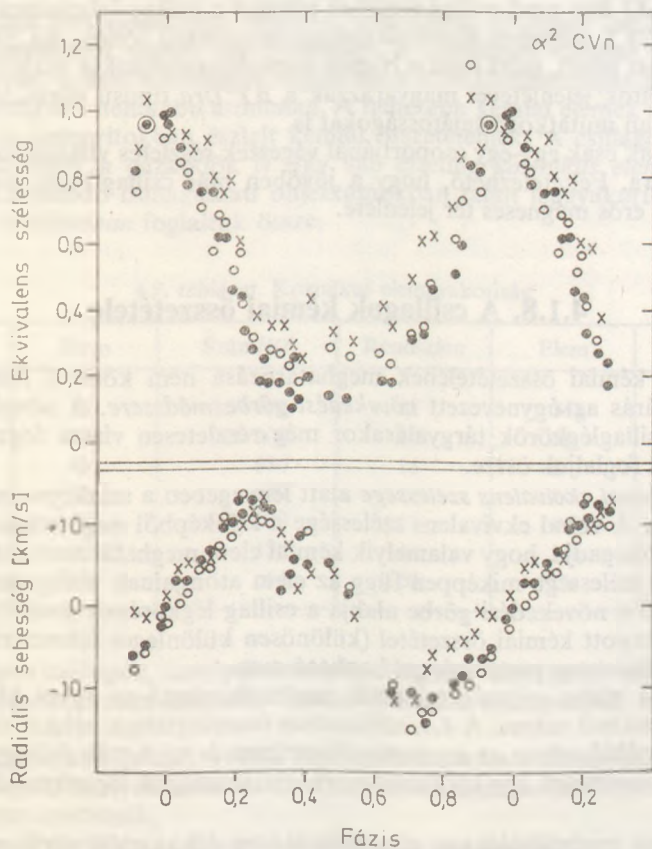
4.25. ábra. Az $\alpha^2 CVn$ mágneses terének változása ($P=5,47$)

β osztály: A mágneses tér változása szabálytalan, de a polaritás megfordul. Reprezentáns képviselője: βCrB .

γ osztály: A mágneses tér szabálytalanul változik, a polaritás nem változik. Reprezentáns képviselője: γEqu .



4.26. ábra. Az $\alpha^2 CVn$ mágneses terének és fényességének változása



4.27. ábra. Az $\alpha^2 CVn$ ritkaföldfém vonalai ekvivalens szélességeinek és radiális sebességeinek változása a fázis függvényében

A mágneses tér változásával megegyező periódussal változik a csillag fényessége és színe is (4.26., 4.27. ábra). A színekpi változásokból azt a következtetést vonhatjuk le, hogy a csillag felszínén különböző területek vannak, ahol az egyes kémiai elemek nagyobb gyakorisággal fordulnak elő. Néhány csillagra végzett egyedi vizsgálatokból arra a következtetésre lehet jutni, hogy az A_p csillagok esetében a felszíni kémiai összetétel függ a mágneses térorósságtól, éspedig úgy, hogy a ritka földfémekben gazdag területek a mágneses pólusok, a vascsoport elemeiben gazdagok a mágneses egyenlítő közelében helyezkednek el.

A mágneses (A_p) csillagok felületén található kémiai összetétel anomáliát még nem tudjuk kielégítő módon megmagyarázni, de néhány reményteljes elméletünk van a jelenség megvilágítására. A legjobbnak talán O. HAVNES és P. S. CONTI „mágneses dúsulási elmélete” tűnik. Ennek lényege, hogy a csillag az intersztelláris térből állandóan fog be atomokat. Ezek a csillag közelébe érve ionizálódnak, és a csillag mágneses terében mozogva tömegüktől és töltésüktől függő helyen csapódnak be a csillagba. A szerzők részletes számításokkal meg tudják magyarázni a vascsoportban, illetve a ritka földfémekben gazdag foltok keletkezését. Az anyag az erősen mágneses csillagokban az erős mágneses tér „befagyása” miatt nem keveredik össze, így az anomális kémiai összetételű foltok hosszú ideig megmaradhatnak.

A G és K típusú csillagok esetében a napfoltokhoz hasonló alakzatokat sikerült kimutatni. Az *XI Boo* nevű csillag esetében például a csillag felszínének 20...45%-át borítják kb. 0,25 T mágneses fluxussűrűséggel rendelkező foltok. Ez 50-szer akkora mágneses fluxust jelent, mint amit a Napon napfoltmaximumkor észlelünk.

Mágneses foltok jelenlétével magyarázzák a *BY Dra* típusú vörös törpecsillagok fényváltozásában mutatkozó sajátosságokat is.

A csillagoknak csak egy-egy csoportjánál végeztek részletes vizsgálatot a mágneses tér kimutatására. Feltételezhető, hogy a jövőben más csillagfajták esetében is kimutatható lesz erős mágneses tér jelenléte.

4.1.8. A csillagok kémiai összetétele

A csillagok kémiai összetételének meghatározása nem könnyű feladat. A leg-egyszerűbb eljárás az úgynevezett *növekedési görbe módszere*. A növekedési görbe elméletére a csillaglégkörök tárgyalásakor még részletesen vissza fogunk térni, itt csak a lényegét foglaljuk össze.

Egy *színekpvonal ekvivalens szélessége* alatt lényegében a színekpvonalprofil alatti területet értjük. A vonal ekvivalens szélessége a színekpből meghatározható. A növekedési görbe megadja, hogy valamelyik kémiai elem meghatározott színekpvonalának ekvivalens szélessége miképpen függ az elem atomjainak térfogategységenkénti számától. Mivel a növekedési görbe alakja a csillag légkörének modelljétől is függ, a segítségével kapott kémiai összetétel (különösen különleges fotoszférájú csillagok esetében) csak bizonyos pontossággal kapható meg.

A növekedési görbe segítségével tehát meghatározható az egyes kémiai elemek térfogategységenkénti száma. A 4.6. táblázatban összefoglaltuk néhány csillag kémiai összetételét. A táblázatban az atomszám logaritmusát tüntettük fel úgy, hogy mindenütt a hidrogénatomok egy köbcentiméterre eső számának logaritmusát $\log N=12$ -nek vettük.

A táblázatban szereplő adatok pontossága — a növekedési görbe módszerének bizonytalansága miatt — kb. $\Delta \log N=0,3...0,5$.

4.6. táblázat. Néhány csillag elemgyakorisága

Csillag	10 Lac	τ Sco	α Lyr	Nap	α Cyg
Színképtípus	O9V	B05	A05	G2V	A2Ia
T_{eff} [K]	37 450	32 800	9500	5780	9170
H	12,0	12,0	12,0	12,0	12,0
He	11,23	11,23	11,4	10,8	11,63
C	8,37	8,57		8,6	8,17
N	8,37	9,37	8,7	7,9	9,40
O	8,77	9,12	9,2	8,9	9,36
Ne	8,72	8,72		8,0	
Na			6,9	6,3	
Mg	8,22	7,73	7,4	7,5	7,81
Al	7,07	6,58	5,7	6,4	6,59
Si	7,75	7,95	7,6	7,6	7,88

A táblázatból megállapítható, hogy a bemutatott csillagok kémiai összetétele bizonyos hasonlóságot mutat, így lehetséges a „csillagok kémiai összetételéről” beszélni. Durván szólva, a csillagok légkörében 1000 H-atommagra esik körülbelül 150 He-atommag és 1 nehezebb atommag. A nehezebb kémiai elemek aránya nagyjából megfelel a meteoritokban észlelt kémiai összetételnek. A csillagokhoz hasonló kémiai összetételűek a gázködök is. Így van értelme *kozmosis elemgyakoriságról* beszélni. A különböző csillagászati objektumokban talált leggyakoribb kémiai elemeket a 4.7. táblázatban foglaltuk össze.

4.7. táblázat. Kozmikus elemgyakoriság

Rendszám	Elem	Szám/10 ⁶	Rendszám	Elem	Szám/10 ⁶
1	H	839 000	12	Mg	42
2	He	159 000	14	Si	35
8	O	680	16	S	12
10	Ne	640	28	Ni	5
7	N	200	13	Al	3
6	C	130	11	Na	3
26	Fe	64	20	Ca	2

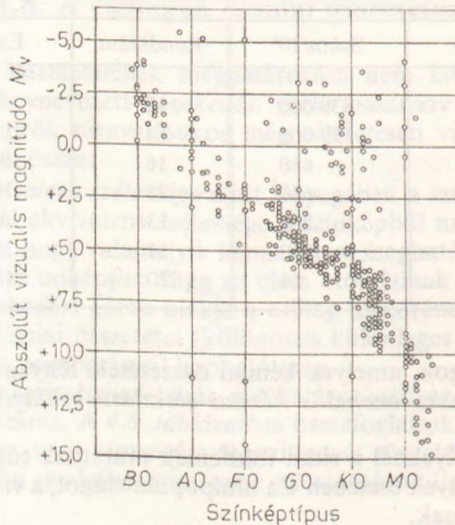
Vannak olyan csillagok, amelyek kémiai összetétele lényegesen eltér a kozmikus elemgyakoriságtól. Ezeket *anomális kémiai eloszlású csillagoknak* nevezzük. Ilyenek például:

- az *Ap csillagok*, amelyeknél a ritka földfémek mutatnak túlpopuláltságot,
- az *Am csillagok*, amelyek esetében Ca alulpopuláltságot, a vas csoport elemei pedig túlpopuláltságot mutatnak,
- a *szénscillagok* esetében az átlagosnál több szén van a légkörben,
- a *héliumcsillagok* pedig a He-ban mutatnak túlpopuláltságot.

4.2. A Hertzsprung—Russell-diagram

A csillagok jellemzői nem függetlenek egymástól, közöttük különféle empirikus összefüggések léteznek. A 4.1.1. fejezetben már szóltunk az empirikus tömeg—fényesség relációról. Hasonló összefüggések állapíthatók meg a sugár és az abszolút fényesség, a sugár és a tömeg, valamint a felszíni hőmérséklet és az abszolút fényesség között is. Ezek az összefüggések nem véletlen jellegűek, hanem az úgynevezett *Vogt—Russell-tétel* következményei. Erről a tételről a későbbiekben még részletesen fogunk beszélni, itt csak a tételt magát mondjuk ki: Elég tág (és reális) feltételek esetében a csillag tömege, fényessége és sugara közül elég egyetlen egyet megadnunk, akkor ezzel a csillag fizikai felépítése már egyértelműen meg van határozva. Az empirikus tömeg—fényesség reláció nyilván ennek a tételnek a következménye éppen úgy, mint a *Hertzsprung—Russell-diagram*, amelyről ebben a fejezetben részletesen kívánunk beszélni. Ez a csillagászat legfontosabb állapotdiagramja.

E. HERTZSPRUNG 1905-ben észrevette, hogy ugyanolyan spektráltípushoz különböző abszolút fényességű csillagok tartozhatnak: törpe- és óriáscsillagok. 1913-ban H. N. RUSSELL olyan grafikont készített, amelynek vízszintes tengelyén a csillagok S_p spektráltípusa, függőleges tengelyén pedig az M_v abszolút magnitúdóját tüntette fel. Azonnal kitűnt, hogy a csillagok ezen a grafikonon különböző ágak mentén, szabályosan helyezkednek el. Az ilyen típusú diagramoknak a csillagászatban különösen nagy fontosságuk van. Ezeket *Hertzsprung—Russell-diagram*nak, vagy röviden nemzetközi jelöléssel HRD-nek hívjuk. A 4.28. ábrán egy 1927-ből származó *Hertzsprung—Russell-diagram*ot mutatunk be, amelyet RUSSELL az akkor már ismert távolságú csillagok alapján készített el. Az ábrából világos, hogy a csillagok a grafikonon különböző ágak mentén helyezkednek el. A bal felső saroktól a jobb alsó sarok felé irányuló ágot *főágnak*, a jobb felső sarokban lévő csoportosulást pedig *óriáságnak* keresztelték el. A főágbeli csillagokat *fősorozatbeli csillagoknak*, az óriáság csillagait *óriáscsillagoknak* nevezzük. Ez utóbbi elnevezés azért indokolt, mert ugyanolyan színeképtípushoz (azaz effektív hőmérséklethez) csak úgy tartoz-



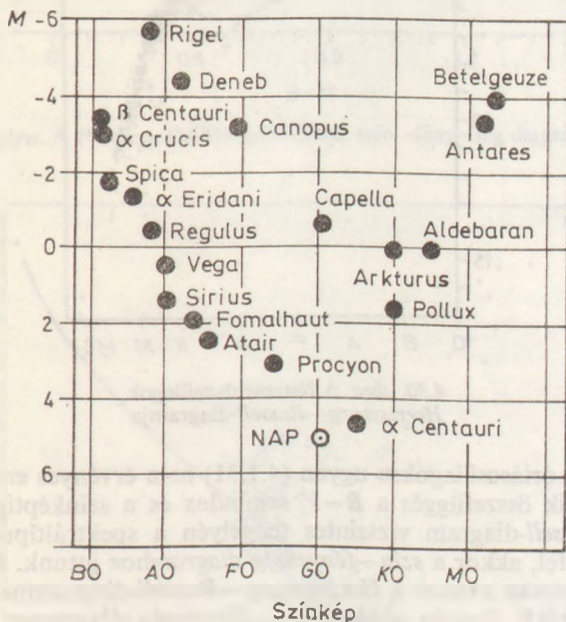
4.28. ábra. H. N. RUSSELL 1927-ben készített Hertzsprung—Russell-diagramja

hat lényegesen nagyobb L luminozitás, ha az

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4 \quad (4.2.1)$$

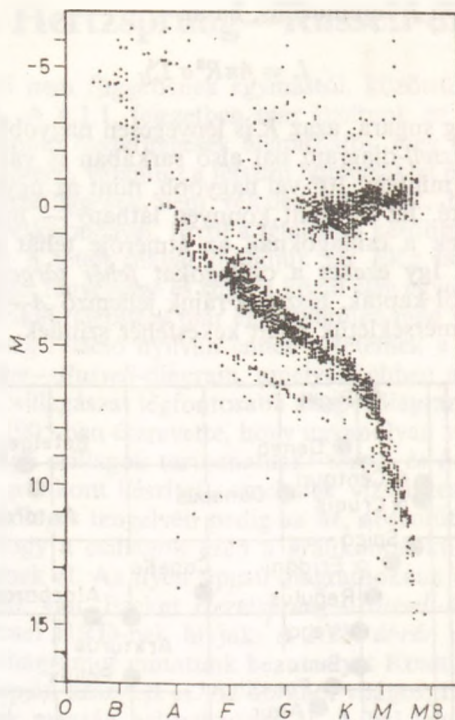
képlet alapján a csillag sugara, azaz R is lényegesen nagyobb.

A *Hertzsprung—Russell*-diagram bal alsó sarkában is van néhány csillag. Ezek abszolút magnitúdója mintegy 10^m -val nagyobb, mint az ugyanolyan spektráltípusú fősozozatbeli csillagoké. Ez — mint könnyen látható — mintegy 100-szor kisebb sugarat jelent. Ezeknek a csillagoknak az átmérője tehát a bolygók méreteinek nagyságrendjébe esik. Így ezeket a csillagokat *fehér törpecsillagoknak* nevezzük. A fehér jelzőt színükről kapták, hiszen a rájuk jellemző $A—F$ szinképosztályú csillagok nagy felületi hőmérsékletük miatt kékesfehér színűek.



4.29. ábra. A 20 legközelebbi csillag Hertzsprung—Russell-diagramja

A 4.29. ábrán a 20 legközelebbi csillag Hertzsprung—Russell-diagramját, a 4.30. ábrán pedig a fényesebb csillagok Hertzsprung—Russell-diagramját (P. P. PARENAGO, 1958) tüntettük fel. A 4.30. ábrán is egyértelműen kirajzolódik a főág és az óriáság, de — kisebb sűrűségben ugyan — az ágak között is található csillagok. Minél több (mezőbeli) csillagot ábrázolunk a Hertzsprung—Russell-diagramon, annál inkább elmosódnak a karok. Célszerű ezért nem az összes csillagot feltüntetni a diagramon, hanem bizonyos csillagcsoportok — például *nyílt- és gömbhalmazok* — Hertzsprung—Russell-diagramját külön elkészíteni. A halvány csillagok feltüntetése a HRD-n azért ütközik nehézségekbe, mert a csillagról színképet kell készíteni, ami a halvány csillagok esetében igen nehéz, vagy egyáltalán nem lehetséges. Ezért a HRD vízszintes tengelyén a spektráltípus helyett szokás a könnyebben megmérhető $B—V$ színindexet is feltüntetni. A (4.1.31) formula szerint a színindex (legalábbis a fősozozatbeli csillagok esetében) összefüggésben van a színhőmérséklettel és ezáltal a szín-



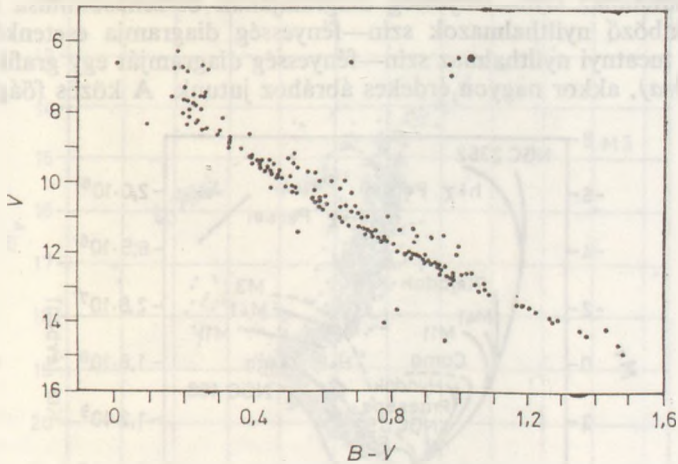
4.30. ábra. A fényesebb csillagok Hertzsprung—Russell-diagramja

képtípussal is. Az óriáscsillagokra ugyan (4.1.31) nem érvényes eredeti formájában, de ezekre is létezik összefüggés a $B-V$ színindex és a színképtípus között. Ha a Hertzsprung—Russell-diagram vízszintes tengelyén a spektráltípus helyett a színindexet tüntetjük fel, akkor a szín—fényesség diagramhoz jutunk. A szín—fényesség diagram nem pontosan azonos a Hertzsprung—Russell-diagrammal, de vele topológiailag azonos értékű. Szokás néha a szín—fényesség diagramot is HRD-nek nevezni.

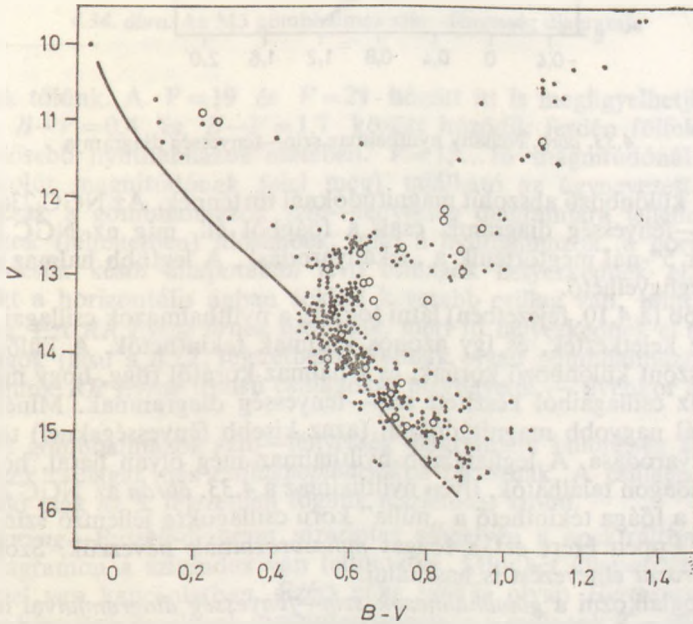
Igen érdekes összehasonlítani a különböző nyílthalmazok csillagainak szín—fényesség diagramjait. A nyílthalmazokról az 5. fejezetben részletesen fogunk majd beszélni, itt csak annyit említünk meg, hogy méretük 10 pc körüli, és néhány száz csillagot tartalmaznak. A Praesepe (M44) nyílthalmaz szín—fényesség diagramját a 4.31. ábrán tüntettük fel. A függőleges tengelyen M helyett a V látszó magnitúdó szerepel, ami azért lehetséges, mert a halmaz csillagai ugyanolyan r távolságra vannak tőlünk, azaz (4.1.7) alapján

$$m - M = -5 + 5 \log r = \text{konstans.}$$

A diagramon átlós irányban húzódik a főág $B-V=0,2$ -től $B-V=1,5$ -ig. A csillagok feltűnően jól illeszkednek ehhez a főághoz, de a főág fölött kb. egy magnitúdóval, vele párhuzamosan egy gyengébb vonulat is érzékelhető. Az ebbe a mellékvonulatba tartozó csillagok feltehetően kettőscsillagok, és ezért nem illeszkednek pontosan a főágra. Ugyancsak feltűnő, hogy $B-V=0,2$ színindexnél a főág elka-



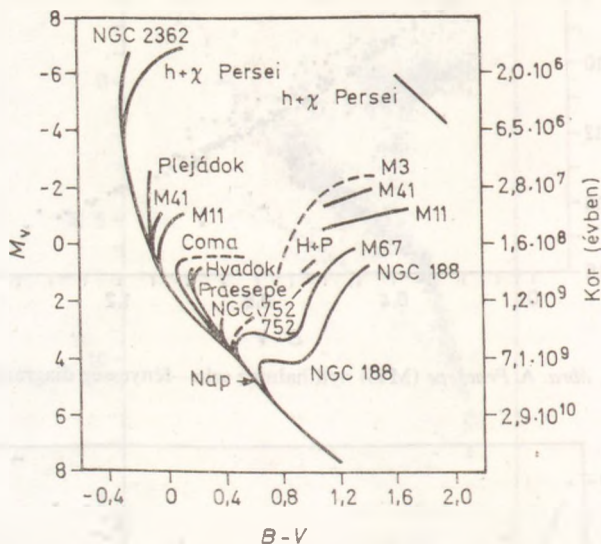
4.31. ábra. A Praesepe (M44) nyílthalmaz szín—fényesség diagramja



4.32. ábra. Az M67 nyílthalmaz szín—fényesség diagramja

nyarodik jobbra, és ugyanennél a magasságnál $B-V=1,0$ környékén megtalálhatók az óriáság csillagai is. Az M67 jelű nyílthalmaz (4.32. ábra) szín—fényesség diagramja hasonlít a Praesepe szín—fényesség diagramjához, de attól különbözik is. A hasonlóság abban van, hogy mindkét szín—fényesség diagramnak megfigyelhető a főága, de a Praesepe-nél említett elkanyarodás már $B-V=0,4$ színindexnél megtörténik, és az óriáság is sokkal erőteljesebb, mint a Praesepe-nél.

A két nyílthalmaz szín—fényesség diagramjának összehasonlítása azt sugallja, hogy a különböző nyílthalmazok szín—fényesség diagramja esetenként változik. Valóban, ha tucatnyi nyílthalmaz szín—fényesség diagramját egy grafikonra rajzoljuk (4.33. ábra), akkor nagyon érdekes ábrához jutunk. A közös főágból a „leka-



4.33. ábra. Néhány nyílthalmaz szín—fényesség diagramja

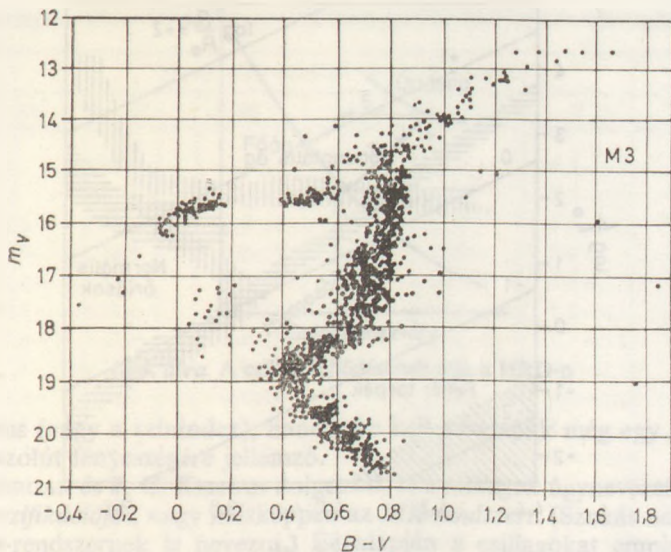
nyarodások” különböző abszolút magnitúdóknál történnek. Az NGC 2362 jelű nyílthalmaz szín—fényesség diagramja csak a főágból áll, míg az NGC 188 halmaz főágából már 5^m-nál megtörténik a „lekanyarodás”. A legtöbb halmaz esetében az óriáság is megfigyelhető.

Mint később (a 4.10. fejezetben) látni fogjuk, a nyílthalmazok csillagai gyakorlatilag egyszerre keletkeztek, és így azonos korúnak tekinthetők. A különböző nyílthalmazok viszont különböző korúak, és a halmaz korától függ, hogy milyen alakja van a halmaz csillagaiból készített szín—fényesség diagramnak. Minél idősebb a halmaz, annál nagyobb magnitúdóknál (azaz kisebb fényességeknél) történik meg a főág lekanyarodása. A legfiatalabb nyílthalmaz még olyan fiatal, hogy csillagai még mind a főágon találhatóak. Ilyen nyílthalmaz a 4.33. ábrán az NGC 2362. Ennek a halmaznak a főága tekinthető a „nulla” korú csillagokra jellemző szín—fényesség diagramnak. Éppen ezért ezt a főágot *nullasorozatnak* nevezzük. Szokás néha a *standard-fősorozat* elnevezést is használni.

Érdeemes foglalkozni a *gömbhalmazok szín—fényesség diagramjaival* is. A gömbhalmazok (lásd az 5. fejezetet) olyan csillaghalmazok, amelyekben a csillagok gömb-szimmetrikus eloszlással veszik körül a centrumot, a bennük lévő csillagok száma 5000 és 1 millió között változik, karakterisztikus méretük pedig 100 pc körül van.

Mintegy 120 gömbhalmaz szerepel a katalógusokban, de számuk Tejútrendszerünkben 300 körül lehet.

A gömbhalmazok szín—fényesség diagramjai nem különböznek annyira egymástól, mint a nyílthalmazok esetében, ezért csak egy tipikus gömbhalmaz, az M3 szín—fényesség diagramját tüntetjük fel a 4.34. ábrán. A függőleges tengelyen itt is a *V* látszó fényességet tüntetjük fel, hiszen a halmaz csillagai gyakorlatilag egyenlő



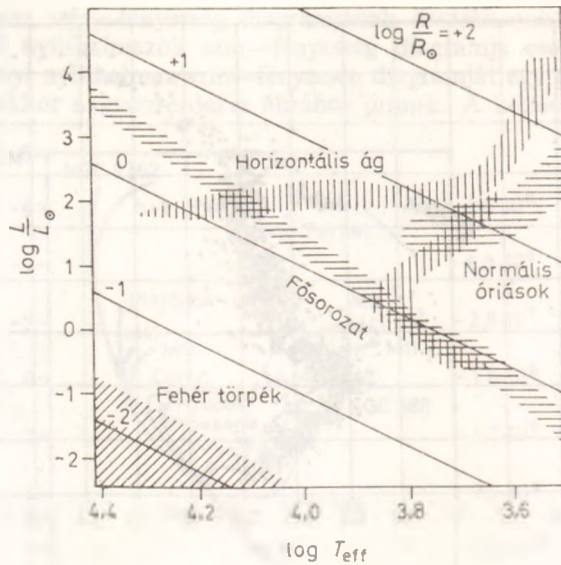
4.34. ábra. Az M3 gömbhalmaz szín—fényesség diagramja

távol vannak tőlünk. A $V=19$ és $V=21$ között itt is megfigyelhetjük a főágot. Az óriáság $B-V=0,4$ és $B-V=1,7$ között húzódik ferdén fölfelé, ugyanúgy mint a legidősebb nyílthalmazok esetében. $V=15\dots 16$ magnitúdónál (ez mintegy $M_v=0$ abszolút magnitúdónak felel meg) található az úgynevezett *horizontális ág*, amely csak a gömbhalmazok szín—fényesség diagramjára jellemző. Mivel a gömbhalmazok (feltehetően) idősebbek, mint a nyílthalmazok, a horizontális ágban a fejlődésük késői állapotában lévő csillagok helyezkednek el. $B-V=0,2$ és $0,4$ között a horizontális ágban sokkal kevesebb csillag van, mint ettől balra, illetve jobbra. Ezt *RR Lyrae* úrnek nevezzük, mert itt helyezkednek el az *RR Lyrae* típusú csillagok (lásd a 4.12. fejezetben). Vannak olyan gömbhalmazok, amelyekben nem tudunk *RR Lyrae* típusú csillagokat megfigyelni — ilyenkor az *RR Lyrae* úr üres.

A nyílt- és gömbhalmazok szín—fényesség diagramjain különbség abból is adódik, hogy ezek csillagai más *csillagpopulációk*ba tartoznak. A csillagpopulációkról azonban majd csak az 5. fejezetben fogunk részletesen beszélni.

A *Hertzsprung—Russell*-diagram vízszintes tengelyén a spektráltípus, a szín—fényesség diagramon a színindex van feltüntetve. Mindkét állapotjelző az effektív hőmérséklettel van kapcsolatban. Ezért néha szokás olyan *Hertzsprung—Russell*-diagramot is készíteni, amelynek vízszintes tengelyén a csillagok T_{eff} effektív hőmérséklete van feltüntetve. A függőleges tengelyen az abszolút (általában vizuális) magnitúdó helyett sokszor a csillag luminozitása szerepel. Tekintsünk most egy olyan HRD-t, amelyen a vízszintes tengelyen a T_{eff} effektív hőmérséklet logaritmus, a függőleges tengelyen pedig a csillagok L luminozitásának logaritmus, a függőleges tengelyen pedig a csillagok L luminozitásának egységeiben (4.35. ábra). (4.2.1) miatt ekkor:

$$\log \frac{L}{L_{\odot}} = 2 \log \frac{R}{R_{\odot}} + 4 \log \frac{T_{\text{eff}}}{T_{\odot}}. \quad (4.2.2)$$

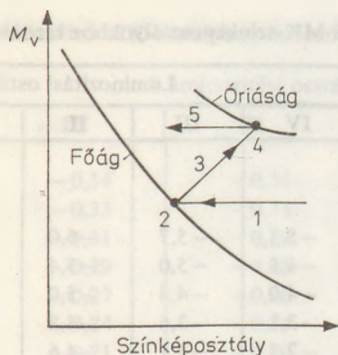


4.35. ábra. Az ábrán adott koordináták esetén az egyenlő csillagsugaraknak átlós irányú egyenesek felelnek meg

Így a 4.35. ábrán az egyenlő sugaraknak átlós irányú egyenesek felelnek meg. A főágon — durván — a Nap sugarával egy nagyságrendbe eső sugarú csillagok vannak; a jobb felső sarokban 100-szoros Nap-rádiusú, a bal sarokban 1/100 Nap-rádiusú csillagok találhatóak. Természetesen az eredeti HRD-n (ahol az M_v abszolút magnitúdót tüntetjük fel a spektráltípus függvényében) az azonos sugarhoz tartozó görbék már nem pontosan egyenesek, de a görbék lefutása az egyenesektől nem tér el lényegesen.

A fősorozatbeli csillagok esetében a színképtípushoz meghatározott abszolút magnitúdó tartozik. Ily módon a spektráltípus ismeretében meghatározható a csillag abszolút (vizuális) magnitúdója, melynek segítségével (4.1.7)-ből, valamint a látszó magnitúdóból nyerhető a csillag távolsága is. Ezt a távolságmérési módszert, illetve az ily módon kapott távolságot *spektroszkopiai parallaxis*nak nevezzük. Mivel nem mindig lehet eldönteni, hogy a csillag pontosan a főágon helyezkedik-e el, ez a módszer elég nagy hibával adja meg a csillag távolságát, és rendszerint csak akkor alkalmazzuk, ha más (jobb) távolságmérési eljárás nem áll rendelkezésünkre.

Mint később a 4.10. fejezetben részletesen tárgyalni fogjuk, a csillagok fejlődésük folyamán mozognak a *Hertzsprung—Russell*-diagramon. A fejlődés útját sematikusán a 4.36. ábrán tüntettük fel. Az éppen keletkező csillag jobbra (1) jelenik meg a HRD-n. Ez a gravitációs kontrakció szakasza. Majd eléri a főágot (2), ahol hosszabb ideig „megtelepszik”. Amikor a csillag magjában elfogy a hidrogén, a csillag megindul az óriáság felé (3) majd ismét hosszabb időre megtelepszik az óriáságon (4). Az, hogy a csillag útja a HRD-n milyen magasságban (abszolút magnitúdónál) megy végbe, a csillag tömegétől függ. Ezután a csillag ismét balfelé fejlődik (5). A főág és az óriáság azért rajzolódik ki, mert itt a csillagok nagyságrendekkel hosszabb időt töltenek el, mint az ágak között. Ez azt jelenti, hogy a HRD-n (elvileg mindenütt található csillagot, ha a csillag fejlődésének éppen a megfelelő szakaszán van és tömege is megfelelő. Így a csillagok jellemzésére nem elegendő pusztán



4.36. ábra. A csillag fejlődésének útja a HRD-n

a színképtípus (vagy a színindex), hanem be kell vezetnünk még egy jellemzőt, ami a csillag abszolút fényességére jellemző.

W. W. MORGAN és P. C. KEENAN dolgozták ki a *csillagok* úgynevezett *kétdimenziós spektrálklasszifikációját*, vagy másképpen az *MK-rendszert*. (Szokás néha ezt a rendszert *Yerkes-rendszernek* is nevezni.) Ez alapján a csillagokat empirikusan a következő, római számokkal jelzett luminozitási osztályokba sorolhatjuk:

- Ia-0: szuper-szuperóriások,
- Ia, Ib, Iab: szuperóriások,
- II: fényes óriások,
- III: (normális) óriások,
- IV: szubóriások
- V: fősorozatbeli csillagok (törpék),
- VI: szubtörék.
- VII: fehér törpék.

A csillagokat így színképtípusuk mellett az előbbi luminozitási osztály is jellemzi. Így például Napunk MK-típusa G2V, ahol a római V-ös azt jelenti, hogy a Nap fősorozatbeli csillag. A csillagoknak luminozitási osztály szerinti elrendeződését a HRD-n a 4.37. ábrán tüntettük fel.

Az 1943-ban (majd 1953-ban is) megjelent W. W. MORGAN, P. C. KEENAN és E. KELLMAN: *An Atlas of Stellar Spectra. With an Outline of Spectral Classification* című munkában már az említett luminozitási osztályok is fel vannak tüntetve. A kétdimenziós MK (vagy néha MKK) -színképosztályból a csillagok abszolút vizuális magnitúdója mintegy $\pm 0,5$ pontossággal megadható. A 4.8. táblázatban megadjuk a különböző színképtípusokhoz és luminozitási osztályokhoz tartozó abszolút vizuális magnitúdókat.

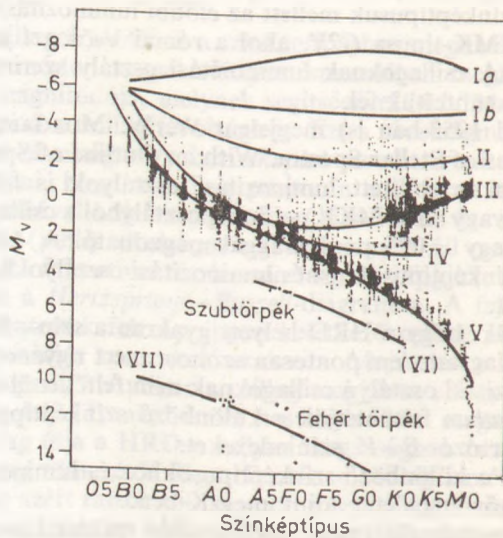
Korábban említettük, hogy a HRD helyett gyakran a szín—fényesség diagramot is használjuk. A két diagram nem pontosan azonos, mert ugyanolyan színképtípusú, de különböző luminozitási osztályú csillagoknak nem feltétlenül egyezik meg a színindexe. A 4.9. táblázatban feltüntetjük a különböző színképtípusokhoz és luminozitási osztályokhoz tartozó $B-V$ színindexeket.

A 4.10. táblázatban a különböző színképtípusokhoz és luminozitási osztályokhoz tartozó T_{eff} effektív hőmérsékletet adjuk meg K-ben.

Megjegyezzük, hogy még több más kétdimenziós spektrálklasszifikációs módszer is ismert. Ilyenek például az Uppsala—Stockholm-féle és a párizsi klasszifikáció. Ezekre azonban itt nem térünk ki.

4.8. táblázat. Különböző MK-színképosztályokhoz tarozó abszolút magnitüdök

Színképtípus	Luminozitási osztály						
	V	IV	III	II	Ib	Iab	Ia
O5	-5,6						
O7	-5,2						
O9	-4,7	-5,3	-5,7	-6,0	-6,1	-6,2	-6,2
B0	-4,2	-4,8	-5,0	-5,4	-5,8	-6,2	-6,2
B1	-3,6	-4,0	-4,4	-5,0	-5,7	-6,2	-6,6
B2	-2,5	-3,1	-3,6	-4,8	-5,7	-6,3	-6,8
B3	-1,7	-2,5	-3,1	-4,6	-5,7	-6,3	-6,8
B5	-1,0	-1,8	-2,2	-4,4	-5,7	-6,3	-7,0
B7	-0,4	-1,2	-1,6	-4,0	-5,6	-6,4	-7,1
B9	0,5	-0,2	-0,4		-5,5	-6,5	-7,0
A0	1,0	0,3	0,1		-5,2	-6,6	-7,1
A5	2,1	1,4	1,1	-2,7	-4,8	-6,9	-7,7
F0	2,7	2,2	1,5	-2,5	-4,8	-6,6	-8,5
F5	3,6	2,5	1,7	-2,3	-4,6	-6,5	-8,2
G0	4,6	3,0	1,0	-2,1	-4,6	-6,3	-8,0
G5	5,2	3,1	1,0	-2,0	-4,6	-6,2	-8,0
K0	5,8	3,2	1,2	-2,0	-4,6	-6,1	-8,0
K5	7,5		0,0	-2,0	-4,6	-5,9	-8,0
M0	8,9		-0,1	-2,5	-4,8	-5,7	-7,0
M5	12,3						
M8	16,5						



4.37. ábra. A csillagok kétdimenziós spektrálklasszifikációja
W. W. MORGAN és P. C. KEENAN nyomán

4.9. táblázat. Különböző MK-osztályhoz tartozó B–V színindexek

Színkép-típus	Luminozitási osztály				
	V	III	II	Ib	Ia
O5	-0,34	-0,34	-0,34	-0,34	-0,34
O7	-0,33	-0,33	-0,33	-0,32	-0,31
O9	-0,31	-0,31	-0,29	-0,27	-0,26
B0	-0,30	-0,29	-0,28	-0,23	-0,22
B1	-0,28	-0,27	-0,26	-0,20	-0,18
B2	-0,26	-0,24	-0,23	-0,18	-0,14
B3	-0,22	-0,21	-0,20	-0,15	-0,12
B5	-0,18	-0,18	-0,16	-0,10	-0,08
B7	-0,14	-0,14	-0,12	-0,07	-0,04
B9	-0,08	-0,08	-0,07	-0,05	0,00
A0	-0,02	-0,02	-0,04	-0,04	0,00
A5	0,15	0,15	0,12	0,07	0,05
F0	0,29	0,27	0,25	0,20	0,17
F4	0,42	0,42	0,38	0,37	0,36
G0	0,58	0,66	0,72	0,72	0,67
G5	0,68	0,81	0,90	1,00	1,08
K0	0,81	0,99	1,10	1,25	1,35
K5	1,15	1,50	1,54	1,56	1,60
M0	1,40	1,54			
M5	1,58	1,75			

4.10. táblázat. Különböző MK-színképosztályhoz tartozó effektív hőmérsékletek [K]

Színképtípus	Luminozitási osztály		
	V	III	I–II
O5	37 500		
O7	35 700		
O9	34 300		
B0	30 900		
B1	22 600		
B3	17 900		
B5	15 600		
B8	12 000		
A0	9 500		9400
A5	8 500		8300
F0	7 600		7500
F5	6 800	6500	6800
G0	6 000	5500	5800
G5	5 700	5000	5100
K0	5 200	4700	4900
K5	4 400	3800	3800
M0	3 800	3700	3700
M5	3 100	3000	3000

4.11. táblázat. Néhány fényesebb etaloncsillag MK-színképosztálya

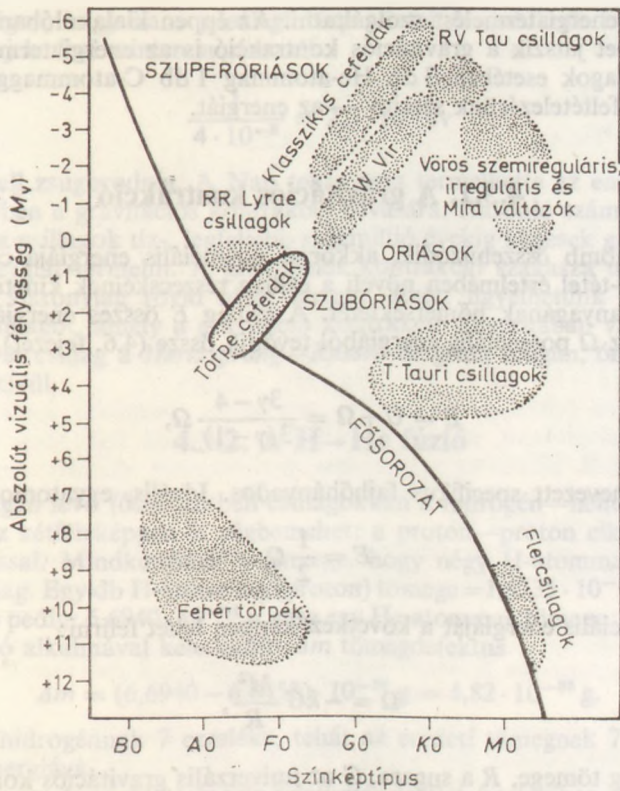
Ia típusúak		Ib típusúak	
Csillag	Színkép	Csillag	Színkép
ϵ Ori	B0	ζ Ori	O9,5
β Ori	B8	ζ Per	B1
α Cyg	A2	η Leo	A0
δ CMa	F8	α Per	F5
μ Cep	M2	β Cam	G0
		ζ Cep	K1
II típusúak		III típusúak	
Csillag	Színkép	Csillag	Színkép
δ Ori	O9,5	ι Ori	O9
ϵ CMa	B2	δ Per	B5
ϵ Leo	G0	α Dra	A0
γ Agl	K3	ζ Leo	F0
γ Cru	M3	δ Tau	K0
		α Ari	K2
		β And	M0

V típusúak

Csillag	Színkép
10 Lac	O9
τ Sco	B0
α Leo	B7
α Lyr	A0
β Ari	A5
61 Cyg	K5

A 4.11. táblázatban néhány fényesebb etaloncsillag kétdimenziós MK-színképosztályát tüntetjük fel.

A Hertzsprung—Russell-diagramnak óriási jelentősége van a csillagászatban. Mint már említettük, a csillagok fejlődése is végigkövethető a HRD-n. A továbbiakban sokszor fogunk még hivatkozni a HRD-re. Itt most példaként a különböző változócsillagok helyét mutatjuk be a HRD-n (4.38. ábra). Látható, hogy a különböző típusú változócsillagok meghatározott helyet foglalnak el a HRD-n. Így a változócsillagok HRD-n elfoglalt helyéből következtethetünk az illető csillag típusára is. Erről azonban részletesen a 4.12. fejezetben fogunk beszélni.



4.38. ábra. Különböző változócsillagok helye a HRD-n

4.3. Energiatermelés a csillagokban

A Nap másodpercenkénti energiatermelése kg-onként $1,94 \cdot 10^{-4}$ joule. Az *UW CMa A* nevű csillag esetében ez az érték 9 joule, míg a *Sirius B* nevű fehér törpénél $5 \cdot 10^{-7}$ joule. A csillagok tömegegységre vonatkoztatott energiatermelése, az úgynevezett *energiatermelés* tehát igen komoly mértékben függ a csillag belsejében uralkodó állapotoktól.

A Nap energiatermelésére a csillagászat története folyamán sokféle feltevés volt. Először közönséges égésnek tulajdonították a Napban keletkező energiatermelést. Ez azonban csak ezer években mérhető ideig elegendő, ami azért nem megfelelő, mert a Nap legalább 4,5 milliárd éve gyakorlatilag ugyanolyan intenzitással sugározza a Földet. Később a gravitációs összehúzódással, majd radioaktív bomlásokkal magyarázták a Nap energiatermelését. Ezek az energiatermelési módok is csak legfeljebb néhány millió évig képesek a Nap sugárzását a jelenlegi szinten tartani. H. A. BETHE 1937-ben megjelent cikkében először mutatott rá arra, hogy a csillagok belsejében atommagreakciók szolgáltatják az energiát. A fősortatbeli csillagoknál négy darab H-atommag (proton) egyesül 1 db He-atommaggá (α -részecskévé), miközben annyi energia keletkezik, amely hosszú időre (a Nap esetében kb. 15 milliárd

évig) képes az energiatermelést szolgáltatni. Az éppen kialakulóban lévő csillagok esetében szerepet játszik a gravitációs kontrakció is az energiatermelésben, míg a vörös óriáscsillagok esetében 3 db He-atommag 1 db C-atommaggá való fúziója szolgáltatja — feltételezésünk szerint — az energiát.

4.3.1. A gravitációs kontrakció

Ha egy gázgömb összehúzódik, akkor a potenciális energiája csökken. Ez az energia a viriál-tétel értelmében növeli a csillag részecskéinek kinetikus energiáját, azaz a csillag anyagának hőmérsékletét. A csillag E összes energiája az U belső energiából és az Ω potenciális energiából tevődik össze (4.6. fejezet):

$$E = U + \Omega = \frac{3\gamma - 4}{3(\gamma - 1)} \Omega, \quad (4.2.1)$$

ahol γ az úgynevezett specifikus fajhőhányados. Ideális, egyatomos gáz esetében $\gamma = 5/3$, így

$$E = \frac{1}{2} \Omega. \quad (4.3.2)$$

A csillag potenciális energiáját a következőképpen lehet felírni:

$$\Omega = -kG \frac{M^2}{R}, \quad (4.3.3)$$

ahol M a csillag tömege, R a sugara, G az univerzális gravitációs konstans és k egy egységnyi nagyságrendű szám. k értéke pl. az úgynevezett $n=3$ -nak megfelelő politrop modellben (lásd 4.5. fejezetet) $k=3/2$. Így ebben a modellben

$$\Omega = -\frac{3}{2} G \frac{M^2}{R},$$

így

$$E = -\frac{3}{4} G \frac{M^2}{R}. \quad (4.3.4)$$

Az energia megváltozása, azaz a csillag L energiatermelése (luminozitása):

$$L = -\frac{dE}{dt} = -\frac{3}{4} \frac{GM^2}{R^2} \frac{dR}{dt}, \quad (4.3.5)$$

ahonnan

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dt} = -\frac{4}{3} \frac{LR}{GM^2}.$$

Ha a (4.3.5) egyenlet jobb oldalára beírjuk a Nap adatait, akkor a következőt kapjuk:

$$\frac{1}{R} \frac{dR}{dt} = 4 \cdot 10^{-8} \text{ év}. \quad (4.3.6)$$

(4.3.6)-ból világos, hogy ha a jelenlegi Nap adataiból indulunk ki, akkor ahhoz, hogy a Nap a jelenlegi szinten sugározzék:

$$\frac{1}{4 \cdot 10^{-8}} = 2,5 \cdot 10^7 \text{ év}$$

alatt ponttá kell zsugorodnia. A Nap tehát nem termelhetette az energiát az elmúlt 4,5 milliárd évben a gravitációs kontrakció rovására. Hasonló számításokkal kimutatható, hogy a csillagok tíz-, legfeljebb százmillió évekig képesek gravitációs összehúzódással energiát termelni. A gravitációs kontrakció szakasza tehát a csillagok életében csak viszonylag rövid ideig tarthat. Ezért figyelhetünk meg viszonylag kevés olyan csillagot, amely a gravitációs kontrakció állapotában van, és ezért van viszonylag kevés csillag a *Hertzsprung—Russell*-diagram főágán, óriáságán és horizontális ágán kívül.

4.3.2. A H→He fúzió

A HRD főágán lévő fősorozatbeli csillagokban a hidrogén—hélium fúzió termeli az energiát. Ez kétféleképpen is végbemehet: a proton—proton ciklussal és szén—nitrogén ciklussal. Mindkettőnek a lényege, hogy négy H-atommagból keletkezik egy He-atommag. Egy db H-atommag (proton) tömege $= 1,6735 \cdot 10^{-24}$ g. Négy darab proton tömege pedig: $6,6940 \cdot 10^{-24}$ g, míg egy He-atommag tömege: $6,6458 \cdot 10^{-24}$ g. A H→He fúzió alkalmával keletkezett Δm tömegdefektus

$$\Delta m = (6,6940 - 6,6458) \cdot 10^{-24} \text{ g} = 4,82 \cdot 10^{-26} \text{ g}.$$

Ez az eredeti hidrogénnek 7 ezreléke, tehát az eredeti tömegnek 7 %-e „vész el” és alakul át energiává.

Ennek a tömegnek az *Einstein*-féle relativitáselmélet értelmében

$$E = \Delta mc^2 = 4,3 \cdot 10^{-12} \text{ J}$$

energia felel meg. Mivel 1 kg hidrogénben $6 \cdot 10^{26}$ proton van, ezért 1 kg hidrogén héliummá történő fúziójakor

$$\frac{1}{4} \cdot 6 \cdot 10^{26} \cdot 4,3 \cdot 10^{-12} = 6,5 \cdot 10^{14} \text{ J}$$

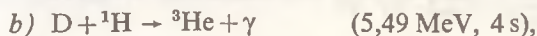
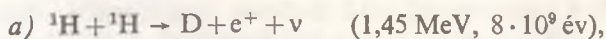
energia keletkezik. A Nap másodpercenkénti energiatermelése: $3,86 \cdot 10^{26}$ J, így a Napban másodpercenként közel $6 \cdot 10^{11}$ kg H alakul át He-má, miközben ennek két ezreléke: $4 \cdot 10^9$ kg tömeg „vész el”.

Ha a Nap teljes anyaga H-ból állna és a Nap mindig a jelenlegi szinten sugározna, akkor a Nap tömegének megfelelő mennyiségű hidrogén ($2 \cdot 10^{30}$ kg)

$$t = \frac{2 \cdot 10^{30}}{6 \cdot 10^{11}} \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ s} \approx 10^{11}$$

évig volna elegendő. Mivel a Nap eredetileg sem állt pusztán hidrogénből és ha a Nap centrumában már jelentősen elfogy a hidrogén, akkor már jelentősen megváltozik; a Nap nem 10^{11} évig, hanem a pontosabb számítások szerint kb. $1,5 \cdot 10^{10}$ évig képes közel állandó szinten energiát termelni. A Nap az energiataralmából már 5 milliárd évet „felélt”, így még kb. 10 milliárd éve van hátra, ami az emberiség szempontjából több, mint megnyugtató.

A proton—proton ciklus folyamán a magfizikai számítások szerint a következő atommag-reakciók mennek végbe:



Itt ${}^1\text{H}$ a proton, D a deutériumot, e^+ a pozitront, ν a neutrínót, γ a foton jelöli. A ${}^3\text{He}$ a két protonból és egy neutronból álló hélium-atommagot, a ${}^4\text{He}$ pedig az α -részecskét jelöli. Az egyes reakciók mellett zárójelben feltüntettük azt az energiát, amely egy ilyen reakció bekövetkezése alkalmából felszabadul, továbbá azt az időtartamot is, amely a reakció bekövetkezésének valószínű ideje a Nap belsejében lévő állapotok ($T=1,5 \cdot 10^7 \text{ K}$, $\rho=100 \text{ g/cm}^3$) mellett.

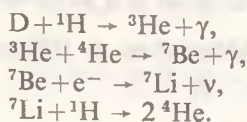
Az a) lépésben felszabaduló energia nem teljes egészében fordítódik a csillag centrumának melegítésére, mert a keletkező ν neutrínó 0,26 MeV energiát elvisz a csillag belsejéből, hiszen ez a részecske gyakorlatilag akadálytalanul elhagyja a Napot. A keletkező pozitron viszont hamar annihilálódik egy elektronnal, és 1,02 MeV energiát szabadít fel.

Részletes magfizikai számítások szerint a proton—proton ciklus által 1 g anyagra eső másodpercenkénti energiatermelés közelítőleg a következő formulával adható meg:

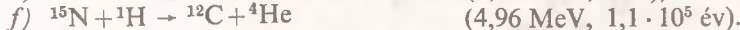
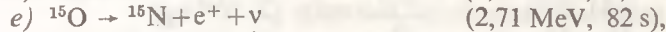
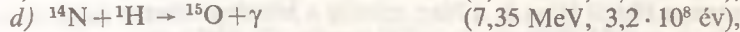
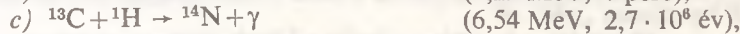
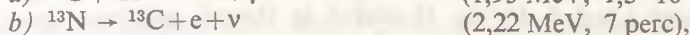
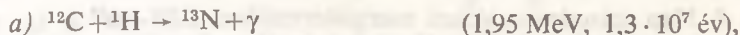
$$\varepsilon_{pp} = 27 \cdot 10^{-7} \left(\frac{\rho}{100} \right) x^2 \left(\frac{T}{14 \cdot 10^6} \right)^4 \text{ J}, \quad (4.3.7)$$

ahol ρ az anyag sűrűsége g/cm^3 -ben, x az anyag viszonylagos hidrogéntartalma (ha az anyag teljesen H-ból áll, $x=1$), T pedig a hőmérséklet K-ben.

Itt jegyezzük meg, hogy a proton—proton ciklus még más módon is végbemehet. A lehetséges módozatok közül még egyet ismertetünk példa gyanánt:



A szén—nitrogén ciklus alapvető lépései a következők:



A jelölések megegyeznek a proton—proton ciklusnál használt jelölésekkel.

A reakció folyamán a négy protonon kívül egy darab ${}^{12}\text{C}$ -atomra is szükség van, amelyet azonban később visszanyerünk. Részletes magfizikai számítások szerint a szén—nitrogén ciklus által 1 g-ra vonatkoztatott másodpercenkénti energiatermelés közelítő képlete:

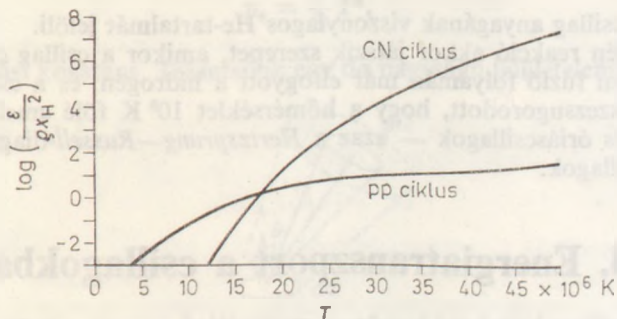
$$\varepsilon_{CN} = 19 \cdot 10^{-7} \left(\frac{\rho}{100} \right) (x \cdot 100 x_{CN}) \left(\frac{T}{15 \cdot 10^6} \right)^{20} \text{ J}. \quad (4.3.8)$$

A jelölések megegyeznek a proton—proton ciklusnál alkalmazott jelölésekkel, x_{CN} a csillag anyagának viszonylagos szén- és nitrogéntartalma. Ez utóbbi érték elég bizonytalan, általában az I. populációs csillagokra jellemző

$$\frac{x_{\text{CN}}}{x} = 0,02 \quad (4.3.9)$$

értékkel szokás számolni.

A fősorozatbeli csillagok esetében elsősorban a hőmérséklettől függ, hogy a két reakció közül melyik termel több energiát. A 4.39. ábrán a proton—proton és a



4.39. ábra. A proton—proton és a szén—nitrogén ciklus által termelt energia a csillag centrális hőmérsékletének függvényében (részleteket lásd a szövegben)

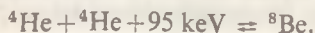
szén—nitrogén ciklus által termelt energia logaritmusát tüntettük fel (4.3.9) feltételezése mellett a hőmérséklet függvényében. Az ábrából látjuk, hogy mintegy 17 millió K-nél (ami megfelel a Nap belsejében feltételezett hőmérsékletnek) a kétfajta reakció közel ugyanolyan mértékben vesz részt az energiatermelésben. A Napnál alacsonyabb centrális hőmérséklettel rendelkező csillagok esetében a proton—proton ciklus, míg magasabb centrális hőmérsékletek esetében a szén—nitrogén ciklus a domináns. Általánosságban az 1 g-ra másodpercenként eső energiatermelés (4.3.7) és (4.3.8) segítségével a következőképpen írható fel:

$$\varepsilon = \varepsilon_{\text{pp}} + \varepsilon_{\text{CN}}.$$

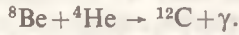
A 4.39. ábra alapján világos, hogy az 50 millió K centrális hőmérséklettel rendelkező csillag 1 g-ja a csillag középpontjában már 7 nagyságrenddel több energiát termel, mint a Nap centrumának 1 g anyaga. Ezért van az, hogy a nagy tömegű és emiatt nagy centrális hőmérsékletű csillagok sokkal gyorsabban emésztenek fel hidrogénkészletüket, mint a kis tömegű csillagok.

4.3.3. A héliumégés

A héliumégés esetében 3 db He-atommag (α -részecske) alakul át 1 db szénatom magjává. Ez a reakció igen magas hőmérsékletek mellett — mintegy 10^8 K-nél — játszódik le, amikor a következő reakció bekövetkezéséhez már elegendő a He-atommagok kinetikus energiája:



A ${}^8\text{Be}$ igen hamar két He-atommaggá bomlik, de bekövetkezhet a következő atommagreakció:



A folyamat során 7,3 MeV energia keletkezik. A részletes magfizikai számítások szerint az 1 g-ra eső másodpercenkénti energiatermelés:

$$\epsilon_{\text{HeC}} = 10^{-15} \rho^2 Y^3 \left(\frac{T}{10^8} \right)^{30} \text{ J}, \quad (4.3.10)$$

ahol Y most a csillag anyagának viszonylagos He-tartalmát jelöli.

A hélium—szén reakció akkor játszik szerepet, amikor a csillag centrumában a hidrogén—hélium fúzió folyamán már elfogyott a hidrogén, és a csillag centruma már annyira összezsugorodott, hogy a hőmérséklet 10^8 K fölé emelkedik. Ezek a csillagok a vörös óriáscsillagok — azaz a *Hertzsprung—Russell*-diagram óriáságán elhelyezkedő csillagok.

4.4. Energiatranszport a csillagokban

A csillag belsejében keletkező hatalmas mennyiségű energia a hideg külső tér felé áramlik. Ezt nevezzük energiatranszportnak, melynek három alapvető formája ismert:

- sugárzás,
- konvekció (áramlás),
- kondukción (vezetés).

A kondukcións energiatranszport csak a degenerált állapotban lévő gázt tartalmazó fehér törpecsillagok esetében jelentős, ezért az energiatranszportnak ezzel a formájával majd a fehér törpékről szóló 4.5.4. fejezetben fogunk részletesen foglalkozni. A csillagok túlnyomó többségében a sugárzási energiatranszport a domináns, de bizonyos csillagok egyes rétegeiben a konvektív energiatranszporttal is számolnunk kell. Először a sugárzási energiatranszporttal fogunk foglalkozni, majd kitérünk a konvektív energiatranszport tárgyalására is. Ez utóbbihoz szükségünk van a csillag anyagának ionizációs viszonyait tárgyaló bevezető fejezetre is.

4.4.1. A sugárzási energiatranszport

Tegyük fel, hogy a csillag belsejében lokális termodinamikai egyensúly van. Ez a feltételezés jogos, hiszen a csillagok belsejében a hőmérséklet több millió K, a felületi hőmérséklet pedig 10 000 K nagyságrendű és így a hőmérsékletgradiens általában igen kicsiny. (A Nap esetében pl. mindössze $2 \cdot 10^{-4}$ K/cm.) A csillagok anyaga olyan erősen abszorbeálja a sugárzást, hogy bármely helyen a sugárzás kizárólag a hely olyan kis környezetéből származik, melynek karakterisztikus mérete a cm törtrésze, és melyben az előbb említett okok miatt a hőmérséklet állandónak vehető. Ezért bármely tömegelem a sugárzás szempontjából úgy viselkedik, mintha adiabatikus fallal volna körülvéve. Így valóban reális a termodinamikai egyensúly feltételezése a csillagok belsejében. Ez azt jelenti, hogy minden egyes tömegelem úgy sugároz, mintha abszolút fekete test volna, tehát T hőmérsékleten a sugárzás

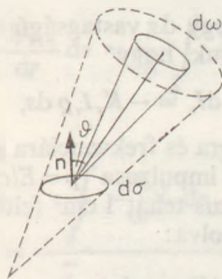
I_ν intenzitása a következőképpen függ a ν frekvenciától:

$$I_\nu = B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (4.4.1)$$

Természetesen különböző mélységekben a hőmérséklet más és más lesz, tehát az intenzitás eloszlása is függ a mélységtől. Utóbbi feltevésünk következménye, hogy a sugárnyomás a következő formulával fejezhető ki:

$$p_s = \frac{a}{3} T^4, \quad (4.4.2)$$

ahol a a sugárzási konstans. Tekintsünk egy $d\sigma$ nagyságú felületelemet (4.40. ábra),



4.40. ábra. A sugárzási intenzitás definíciójához

melynek normálisa legyen \mathbf{n} , és mutasson sugárirányba. A $d\omega$ nyílásszögű kúp tengelye zárjon be a normálissal ϑ szöget. A $d\sigma$ felületelemen keresztül, a $d\omega$ térszög irányába, dt idő alatt, a $(\nu, \nu + d\nu)$ frekvenciaintervallumban sugárzódjék dE_ν sugárzási energia. Az $I_\nu(\vartheta)$ intenzitást a következő formulával definiáljuk:

$$dE_\nu = I_\nu(\vartheta) \cos \vartheta \, d\sigma \, d\omega \, d\nu \, dt. \quad (4.4.3)$$

A felületegységre eső, az egész térbe kisugárzott monokromatikus energiafluxus ($d\sigma=1, dt=1$):

$$F_\nu = \int_{4\pi} I_\nu \cos \vartheta \, d\omega. \quad (4.4.4)$$

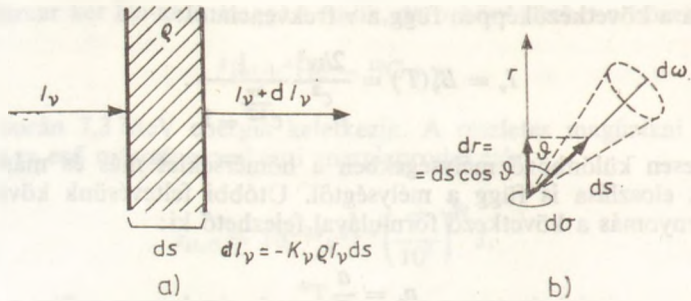
Az integrális energiaáram, illetve intenzitás:

$$F = \int_0^\infty F_\nu \, d\nu, \quad (4.4.5)$$

$$I = \int_0^\infty I_\nu \, d\nu.$$

A luminozitásfüggvény (a csillag középpontja körül r sugárral szerkesztett gömb felületén átáramló sugárzási energia):

$$L(r) = 4\pi r^2 F(r).$$



4.41. ábra. Az opacitás definíciója (a), valamint a normális irányba eső impulzusáram kiszámítása (b)

Haladjon át egy sugárnyaláb egy ds vastagságú rétegen (4.41a ábra). Az intenzitás dI_v megváltozására felírhatjuk, hogy

$$dI_v = -K_v I_v \rho ds, \quad (4.4.6)$$

ahol K_v az ún. *opacitás*, az anyagra és frekvenciára jellemző abszorpciós koefficiens, ρ az anyag sűrűsége. A foton impulzusa $p = E/c$ (formálisan: $E = mc^2/c = mc$). A $d\omega$ térszögbe kiáramló impulzus tehát 1 cm^2 felületre, egységnyi frekvenciaintervallumra és az időegységre számolva:

$$\frac{dE_v}{c} = \frac{I_v}{c} \cos \vartheta d\omega.$$

Az n normális irányában az impulzusáram (4.41b ábra):

$$\frac{1}{c} I_v \cos^2 \vartheta d\omega.$$

Az impulzusáram sugárirányba eső összes komponense pedig:

$$p_{r,v} = \int_{4\pi} \frac{1}{c} I_v \cos^2 \vartheta d\omega. \quad (4.4.7)$$

Mivel a sugárnyomás a sugárirányú impulzusárammal egyezik meg, a sugárnyomásnak a sugár irányába eső változását (4.4.6) és (4.4.7) felhasználásával a következőképpen írhatjuk fel (4.41b ábra):

$$\begin{aligned} \frac{dp_{r,v}}{dr} &= \frac{d}{dr} \frac{1}{c} \int_{4\pi} I_v \cos^2 \vartheta d\omega = \frac{1}{c} \int_{4\pi} \frac{dI_v}{dr} \cos^2 \vartheta d\omega = \\ &= \frac{1}{c} \int_{4\pi} \frac{dI_v}{ds} \frac{ds}{dr} \cos^2 \vartheta d\omega = -\frac{1}{c} \int_{4\pi} K_v I_v \rho \cos \vartheta d\omega = \\ &= -\frac{K_v \rho}{c} \int_{4\pi} I_v \cos \vartheta d\omega. \end{aligned}$$

(4.4.4)-et felhasználva:

$$\frac{dp_{r,v}}{dr} = -\frac{K_v \varrho}{c} F_v. \quad (4.4.8)$$

Ebből kifejezhetjük F_v -t:

$$F_v = -\frac{c}{K_v \varrho} \frac{dp_{r,v}}{dr}.$$

Az integrális energiaáram:

$$F = \int_0^{\infty} F_v dv = -\frac{c}{\varrho} \int_0^{\infty} \frac{1}{K_v} \frac{dp_{r,v}}{dr} dv. \quad (4.4.9)$$

Vezessük be a következő jelölést:

$$\int_0^{\infty} \frac{1}{K_v} \frac{dp_{r,v}}{dr} dv = \frac{1}{\bar{K}} \int_0^{\infty} \frac{dp_{r,v}}{dr} dv. \quad (4.4.10)$$

Ez utóbbi azt jelenti, hogy

$$\bar{K} = \frac{\int_0^{\infty} \frac{dp_{r,v}}{dr} dv}{\int_0^{\infty} \frac{1}{K_v} \frac{dp_{r,v}}{dr} dv}. \quad (4.4.11)$$

\bar{K} -t *Rosseland-féle átlagos opacitás*nak nevezzük. Iménti jelölésünkkel (4.4.9)-ből kapjuk, hogy

$$F = -\frac{c}{\bar{K}\varrho} \int_0^{\infty} \frac{dp_{r,v}}{dr} dv = -\frac{c}{\bar{K}\varrho} \frac{d}{dr} \int_0^{\infty} p_{r,v} dv = -\frac{c}{\bar{K}\varrho} \frac{dp_r}{dr}. \quad (4.4.12)$$

ahol p_r az integrális sugárnyomás.

(4.4.2) alapján

$$p_r = \frac{a}{3} T^4.$$

Ezt (4.4.12)-be helyettesítve a következő kifejezéshez jutunk:

$$F = -\frac{c}{\bar{K}\varrho} \frac{a}{3} 4T^3 \frac{dT}{dr},$$

amiből

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{3\bar{K}\varrho}{4acT^3} F = -\frac{3\bar{K}\varrho}{4acT^3} \frac{L(r)}{4\pi r^2}. \quad (4.4.13)$$

Ez utóbbi formula megadja, hogy miképpen változik a hőmérséklet a csillag belsejében, ha az energiatranszport kizárólag a sugárzásból származik. Természetesen a $\frac{dT}{dr}$ hőmérsékletgradiens kiszámításához ismernünk kellene a \bar{K} *Rosseland-féle*

átlagos opacitás értékét. Ezt csak numerikus táblázatokból lehet megkapni (pl. a *Carson*-féle táblázatokból, lásd irodalom), mert ennek értéke a csillag anyagának kémiai összetételétől is függ. (Ilyen táblázatok találhatóak még A. N. Cox és J. E. Tabor cikkében, amely az *Astrophysical Journal Supplement Series* 31. kötetében a 271. oldaltól kezdődően található meg.)

Ha nem túl pontos számításokat kívánunk végezni, akkor \bar{K} -t az úgynevezett *Kramers*-formulából számíthatjuk ki, amely a következő alakú:

$$\bar{K} \approx 10^{25} (1+x)(1-x-y) q^{\frac{3}{4}} T^{-\frac{7}{2}}, \quad (4.4.14)$$

ahol az x és y a csillag anyagának viszonylagos hidrogén- és héliumtartalma.

4.4.2. Ionizációs viszonyok a csillag belsejében

A csillag belsejének ionizációs viszonyait a *Saha-féle egyenlet* segítségével számíthatjuk ki. Vezessük most le az asztrofizikának ezt a rendkívül fontos egyenletét!

Egy atom csak jól meghatározott diszkrét energiaállapotokat vehet fel. Jelölje egy r -szeresen ionizált atom ($r=0, 1, 2, 3, \dots$) energiaállapotait ($S=0, 1, 2, 3, \dots$) mégpedig úgy, hogy a növekvő indexek növekvő energiaállapotoknak feleljenek meg. (Csak az egyszerű állapotokat vegyük figyelembe, a multipletteket — pl. a *Zeeman*-felhasadáستól eredő mellékszínképvonalakat — ne tekintsük.)

Legyen az r -szeresen ionizált, S -edik energiaállapotban lévő atomok száma egy h^3 nagyságú kvantumcellára számítva (itt h a *Planck*-féle konstans):

$$n_{r,s}$$

Ha *termodinamikai egyensúly állapota* áll fenn, akkor használható a *Boltzmann*-féle formula, amely szerint

$$\frac{n_{r,s}}{n_{r,0}} = e^{-\frac{\chi_{r,s}}{kT}}, \quad (4.4.15)$$

ahol $\chi_{r,s}$ az az energia, amit az elektronnal közölni kell, hogy az $(r, 0)$ állapotból az (r, s) állapotba kerüljön; k a *Boltzmann*-féle konstans, és T az abszolút hőmérséklet.

Ahhoz, hogy egy elektront az atomról leszakítsunk (ionizáljuk), szükséges, hogy elektronjával legalább χ_0 ionizációs energiát közöljünk. Ha ez megtörtént, az elektron elhagyja az atomot, és nemcsak diszkrét energiaértékeket vehet fel. A kvantumstatisztika szerint azonban nemcsak az atomon belül érvényes az az elv, amely szerint a fázisteret h^3 nagyságú cellákra kell felbontani. A kvantumstatisztika az atomon kívül is érvényes, a *Boltzmann*-formula ebben az esetben az atomon kívül is alkalmazható!

Éljünk most a következő egyszerűsítéssel: Legyenek csupán neutrális atomok és egyszeresen ionizált ionok. Jelölje $n_{1,0}^*$ az 1 cm^3 -ben lévő egyszeresen ionizált atomok számát. Tegyük fel, hogy ezek az ionok egyenletesen töltik be a teret, azaz minden

$$\frac{1}{n_{1,0}^*} = dV \quad (4.4.16)$$

térfogatban egy és csakis egy ilyen ion tartózkodik. Osszuk most fel a koordináta-teret ilyen dV nagyságú cellákra. Egy ilyen dV nagyságú tartományban legyen \bar{n}_e számú szabad (tehát nem atomhoz kötött állapotban lévő) elektron. (Minden dV nagyságú térfogatelemben ugyanannyi.) Ezeket az elektronokat mind a dV tartomány *ionjához tartozónak* fogjuk tekinteni. Minden dV tartományhoz rendeljünk egy külön x, y, z koordináta-rendszert, amelynek origója legyen a „tartomány ionjában”.

Tekintsük most a fázistérnek egy

$$d\Omega = dV dp_x dp_y dp_z$$

nagyságú tartományát. Ebben a tartományban

$$\frac{d\Omega}{h^3}$$

számú kvantumcella található. Jelöljük a $d\Omega$ tartományban lévő szabadelektronok számát $d\bar{n}_e$ -vel. Az egy kvantumcellára eső szabadelektronok száma tehát

$$\frac{d\bar{n}_e h^3}{d\Omega}.$$

Legyen χ_0 a neutrális atom ionizációs potenciálja, továbbá a dV tartomány egyik (tetszőleges) elektronjának impulzusa $\mathbf{p}(p_x, p_y, p_z)$. Ekkor az elektronnak az atom alapállapotára vonatkoztatott energiája

$$E = \chi_0 + \frac{1}{2m} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) = \chi + \frac{1}{2m} p^2.$$

Alkalmazzuk most a *Boltzmann*-formulát a dV térfogatban lévő szabad elektronokra:

$$\begin{aligned} & \frac{\text{az egy kvantumcellára eső elektronok száma}}{\text{az egy kvantumcellára eső, alapállapotban lévő elektronok száma}} = \\ & = \frac{\text{az egy kvantumcellára eső elektronok száma}}{\text{az egy kvantumcellára eső, gerjesztetlen atomok száma}} = \\ & = \frac{d\bar{n}_e h^3}{d\Omega n_{0,0}} = \exp \left\{ -\frac{1}{kT} \left[\chi_0 + \frac{p^2}{2m} \right] \right\}. \end{aligned} \quad (4.4.17)$$

Mivel

$$d\Omega = dV dp_x dp_y dp_z,$$

ezért

$$\frac{d\bar{n}_e}{n_{0,0}} = \frac{dV}{h^3} \exp \left\{ -\frac{1}{kT} \left[\chi_0 + \frac{p^2}{2m} \right] \right\} dp_x dp_y dp_z.$$

Ha most a dV térfogatra térünk át és a dV térfogatban lévő \bar{n}_e elektronok és $\bar{n}_{0,0}$ gerjesztetlen atomok számának az arányára vagyunk kíváncsiak, akkor az egyenlet jobb oldalát a teljes impulzustérre integrálnunk kell:

$$\frac{\bar{n}_e}{\bar{n}_{0,0}} = \frac{dV}{h^3} \int_0^\infty \int_0^\infty \int_0^\infty \exp \left\{ -\frac{1}{kT} \left[\chi_0 + \frac{1}{2m} (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) \right] \right\} dp_x dp_y dp_z.$$

Ismeretes, hogy

$$\int_0^{\infty} e^{-x^2} dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2},$$

tehát

$$\frac{\bar{n}_e}{\bar{n}_{0,0}} = \frac{dV}{h^3} (2\pi mkT)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\chi_0}{kT}}. \quad (4.4.18)$$

Jelöljük most a térfogategységben (1 cm^3) lévő neutrális és gerjesztetlen atomok számát $n_{0,0}^*$ -gal, a térfogategységben lévő elektronok számát pedig n_e^* -gal.

Az egyszerűen ionizált gerjesztetlen atomok száma 1 cm^3 -ben, mint már definiáltuk: $n_{1,0}^*$. Utóbbi jelölésünkkel (4.4.18) a következő alakú:

$$\frac{n_e^*}{n_{0,0}^*} = \frac{(2\pi mkT)^{\frac{3}{2}}}{h^3} e^{-\frac{\chi_0}{kT}} dV = \frac{1}{n_{1,0}^*} \frac{(2\pi mkT)^{\frac{3}{2}}}{h^3} e^{-\frac{\chi_0}{kT}},$$

amiből

$$\frac{n_e^* n_{1,0}^*}{n_{0,0}^*} = \frac{(2\pi mkT)^{\frac{3}{2}}}{h^3} e^{-\frac{\chi_0}{kT}}. \quad (4.4.19)$$

Az elektronok parciális nyomása:

$$P_e = n_e kT,$$

tehát

$$\frac{n_{1,0}^*}{n_{0,0}^*} P_e = \frac{(2\pi m)^{\frac{3}{2}} (kT)^{\frac{5}{2}}}{h^3} e^{-\frac{\chi_0}{kT}}. \quad (4.4.20)$$

Teljesen ugyanilyen gondolatmenettel (a *-okat most már elhagyva):

$$\frac{n_{r+1,0}}{n_{r,0}} P_e = \frac{(2\pi m)^{\frac{3}{2}} (kT)^{\frac{5}{2}}}{h^3} e^{-\frac{\chi_r}{kT}}; \quad (4.4.21)$$

ahol χ_r az r -szeresen ionizált atom ionizációs potenciálja.

Eddigi tárgyalásaink során az állapotokat egyszerűeknek vettük, tehát minden állapotot csak egyszer vettünk tekintetbe. Előfordul, hogy az állapotok elfajulnak — több alszintre hasadnak (pl. a mágneses tér jelenléte esetében). Jelölje $g_{r,s}$ az (r, s) állapothoz tartozó elfajult állapotok számát (statisztikai súly). Ekkor nyilván a Boltzmann-formula a következő alakú:

$$\frac{n_{r,s}}{n_{r,0}} = \frac{g_{r,s}}{g_{r,0}} e^{-\frac{\chi_{r,s}}{kT}}. \quad (4.4.22)$$

A (4.4.19) egyenletben még n_e is szerepel. Az elektronra vonatkoztatott statisztikai súly $g_e = 2$, mert a Pauli-elv értelmében minden h^3 nagyságú kvantumcellában 2 elektron lehetséges. Így (4.4.20) helyett a következő formulát kell használnunk

$$\frac{n_{1,0}}{n_{0,0}} P_e = \frac{g_{1,0}}{g_{0,0}} \cdot 2 \cdot \frac{(2\pi m)^{\frac{3}{2}} (kT)^{\frac{5}{2}}}{h^3} e^{-\frac{\chi_0}{kT}}, \quad (4.4.23)$$

a (4.4.21) egyenlet helyett pedig:

$$\frac{n_{r+1,0}}{n_{r,0}} P_e = 2 \frac{g_{r+1,0}}{g_{r,0}} \frac{(2\pi m)^{\frac{3}{2}} (kT)^{\frac{5}{2}}}{h^3} e^{-\frac{x_r}{kT}}. \quad (4.4.24)$$

Ez utóbbi a szűkebb értelemben vett *Saha-egyenlet*.

A célszerű alkalmazás kedvéért ezt a formulát még át kell alakítanunk. Nyilván

$$n_r = \sum_{j=0}^{\infty} n_{r,j}.$$

(4.4.22)-ből tudjuk, hogy

$$g_{r,0} n_{r,j} = g_{r,j} n_{r,0} e^{-\frac{x_{r,j}}{kT}}.$$

Használjuk a következő jelölést:

$$u_r = \sum_{j=0}^{\infty} g_{r,j} e^{-\frac{x_{r,j}}{kT}} = g_{r,0} + g_{r,1} e^{-\frac{x_{r,1}}{kT}} + \dots$$

u_r -et *fázisösszegnek* nevezzük. Jelöléseinket használva nyilván

$$\frac{n_r}{n_{r,0}} = \sum_{j=0}^{\infty} \frac{g_{r,j}}{g_{r,0}} e^{-\frac{x_{r,j}}{kT}} = \frac{u_r}{g_{r,0}},$$

amiből

$$n_{r,0} = \frac{g_{r,0} n_r}{u_r}.$$

Ugyanílyen eljárással kapjuk, hogy

$$n_{r+1,0} = \frac{g_{r+1,0} n_{r+1}}{u_{r+1}}.$$

Utóbbi kifejezésünket írjuk bele a szűkebb értelemben vett *Saha-egyenletbe*. (4.4.24) ekkor

$$P_e \frac{n_{r+1}}{n_r} = 2 \frac{u_{r+1}}{u_r} \frac{(2\pi m)^{\frac{3}{2}} (kT)^{\frac{5}{2}}}{h^3} e^{-\frac{x_r}{kT}}. \quad (4.4.25)$$

Már ebből a formulából is látható, hogy az ionizáció a T hőmérséklettől és a P_e elektronnyomástól függ. Természetesen ezenkívül ismerni kell még a fázisösszegek hányadosát. Ki kell számítanunk tehát $u(r)$ -et:

$$u_r = \sum_{j=0}^{\infty} g_{r,j} e^{-\frac{x_{r,j}}{kT}}.$$

u_r értékét a különböző elemekre táblázatokból vehetjük ki. (Ilyen táblázat található pl. A. UNSÖLD: Physik der Sternatmosphären című könyvének 90. oldalán.) A legtöbb esetben jó közelítést ad az $u_r = g_{r,0}$ közelítés (tehát annak ismerete, hogy az alapállapot hány részre esik szét). A bonyolultabb esetekben (Ti, Fe, Zr, ...) már több tagot is figyelembe kell venni. (Az *Unsöld*-féle könyvben * -gal jelölték azokat az eseteket, ahol 2 tagot, ** -gal, ahol három tagot is figyelembe kell venni.)

A fázisösszeg konvergens, mert csak véges sok kvantumcella lehetséges.

Tekintsünk ismét — az egyszerűség kedvéért — neutrális és egyszerűen ionizált atomokat. Legyen n_1 az ionok, n_0 az atomok száma köbcentiméterenként. A gáz

nyomása az ionizáció előtt:

$$P_0 = (n_1 + n_0)kT.$$

Legyen az összes jelenlévő atommagok számának x -szerese ionizálva. Nyilván

$$0 \leq x \leq 1,$$

ahol x az ionizáció foka, továbbá

$$(n_1 + n_0)x = n_1.$$

Legyen p_1 a neutrális atomok parciális nyomása, ekkor

$$\begin{aligned} P_1 &= n_0 kT = (n_1 + n_0 - n_1)kT = [n_1 + n_0 - (n_1 + n_0)x]kT = \\ &= (n_1 + n_0)(1 - x)kT = (1 - x)P_0. \end{aligned} \quad (4.4.26)$$

Az ionok parciális nyomása legyen P_2 , így

$$P_2 = n_1 kT = (n_1 + n_0)xkT = xP_0. \quad (4.4.27)$$

Az elektronok parciális nyomása pedig

$$P_e = n_e kT = n_1 kT = P_2. \quad (4.4.28)$$

Az ionizáció utáni összes nyomás tehát (4.4.26), (4.4.27) és (4.4.28)-ból:

$$P = P_1 + P_2 + P_e = (1 - x)P_0 + xP_0 + xP_0 = (1 + x)P_0.$$

Másrészt viszont

$$\frac{n_1}{n_0} = \frac{x}{1 - x} = \frac{P_2}{P_1}.$$

Írjuk most ezt be a (4.4.25) Saha-féle egyenlet bal oldalába ($r=0$):

$$\frac{n_1}{n_0} P_e = \frac{x}{1 - x} P_e = \frac{x^2}{1 - x} P_0 = \frac{x^2}{1 - x} \frac{P}{1 + x} = \frac{x^2}{1 - x^2} P.$$

A Saha-féle egyenlet a tárgyalt speciális esetben tehát a következő alakra is hozható:

$$\frac{x}{1 - x} P_e = \frac{x^2}{1 - x^2} P = \frac{2u_1}{u_0} \frac{(2\pi m)^{\frac{3}{2}} (kT)^{\frac{5}{2}}}{h^3} e^{-\frac{\chi_0}{kT}}, \quad (4.4.29)$$

ahol P a gáz össznyomása. Ez a formula használható abban az esetben is, ha

$$x = \frac{n_{r+1}}{n_r},$$

ebben az esetben azonban a bal oldalon mindig $\frac{x}{1 - x} P_e$ áll.

Vegyük a (4.4.29) egyenlet mindkét oldalának tízes alapú logaritmusát:

$$\begin{aligned} \log P_e + \log \frac{x}{1 - x} &= \log P + \log \frac{x^2}{1 - x^2} = \\ &= -\frac{\chi_0}{kT} \log e + \frac{5}{2} \log T + \log \frac{2u_1}{u_0} + c, \end{aligned}$$

ahol c egy konstans. Ha p -t 0,1 Pa egységben, χ_0 -át elektronvoltokban, T -t K-ben mérjük, akkor

$$\log \frac{x}{1-x} P_e = \log \frac{x^2}{1-x^2} P = -\chi_0 \frac{5040}{T} + \frac{5}{2} \log T + \log \frac{2u_1}{u_0} - 0,48.$$

A gyakorlatban a *Saha*-egyenletnek az utóbbi formáját szokás használni.

4.4.3. A konvektív energiáttranszport

A csillag belsejében tekintsünk egy ρ sűrűségű, T hőmérsékletű, környezetétől adiabatikusan elzárt tömegelemet. Ennek a tömegelemnek legyen környezeténél nagyobb hőmérséklete. A különbség legyen ΔT . Nyilván ekkor ΔP nyomáskülönbség is fel fog lépni, és a tömegelem kitágul — sűrűsége kisebb lesz, és ezért felhajtóerő lép fel. A tömegelem tehát felfelé mozog. Hőmérséklete a felfelé mozgás folyamán változni fog. Jelöljük a tömegelem hőmérsékletének függését az r sugártól $T_{ad}(r)$ -rel. A

$$\left(\frac{dT}{dr} \right)_{ad}$$

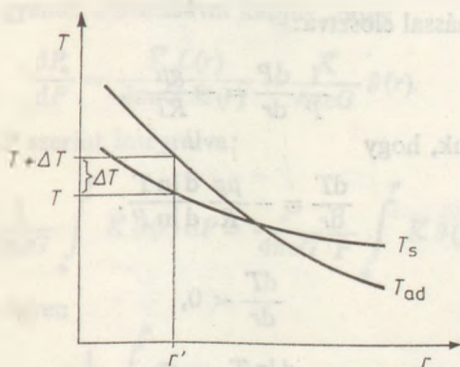
kifejezést *adiabatikus hőmérséklet-gradiensnek* nevezzük. Ha nem volna konvekció, akkor a hőmérséklet r -nek más függvénye lenne. Legyen a pusztán sugárzási energiáttranszporttal számolt hőmérsékletfüggvény $T_s(r)$. A

$$\left(\frac{dT}{dr} \right)_s$$

hőmérsékletgradienst *sugárzási hőmérséklet-gradiensnek* nevezzük. Tegyük fel, hogy a csillag valamilyen r helyén

$$\left| \left(\frac{dT}{dr} \right)_{ad} \right| > \left| \left(\frac{dT}{dr} \right)_s \right|.$$

Ekkor figyelembe véve a 4.42. ábrát, a tömegelem felfelé haladva hamarosan eléri a környezeti hőmérsékletét. Ezen a helyen a hőmérsékletek megegyeznek, a nyomás eleve megegyezik, tehát a sűrűség is ugyanolyan, vagyis megáll a felfelé áramlás.



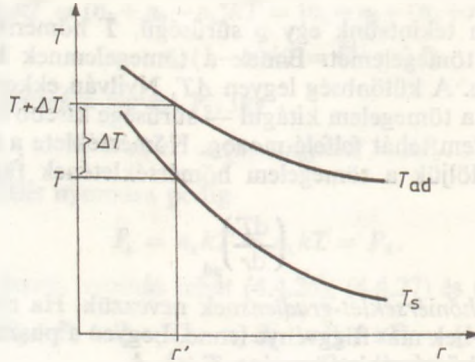
4.42. ábra. A konvektív stabilitás feltétele

Ezért azt az esetet *konvektív stabilitásnak* nevezzük. (Teljesen ugyanilyen eredményre jutottunk volna, ha ΔT -t nem pozitívnak, hanem negatívnak vesszük.)

Ha viszont

$$\left| \left(\frac{dT}{dr} \right)_{ad} \right| < \left| \left(\frac{dT}{dr} \right)_s \right|, \quad (4.4.30)$$

akkor a 4.43. ábráról láthatjuk, hogy a felfelé áramlás folyamán a hőmérsékletkülönbség nemhogy csökkenne, hanem ellenkezőleg, állandóan növekszik. Ezt az esetet *konvektív instabilitásnak* nevezzük. Az imént felírt (4.4.30) kritériumot *Schwarzschild-féle kritériumnak* nevezzük.



4.43. ábra. A konvektív instabilitás feltétele

Alakítsuk most át a *Schwarzschild*-kritériumot szokásosabb formára. Az ideális gázok állapotegyenlete (a sugárnyomást elhanyagolva):

$$P = \frac{\rho}{\mu} RT,$$

és hidrosztatikai egyensúlyt feltételezve:

$$\frac{dP}{dr} = -\rho g.$$

A két egyenletet egymással elosztva:

$$\frac{1}{P} \frac{dP}{dr} = -\frac{g\mu}{RT},$$

amiből könnyen kapjuk, hogy

$$\frac{dT}{dr} = -\frac{\mu g}{R} \frac{d \ln T}{d \ln P}.$$

Tekintettel arra, hogy

$$\frac{dT}{dr} < 0,$$

$$\frac{d \ln T}{d \ln P} > 0,$$

így általános esetben

$$\left| \frac{dT}{dr} \right| = \frac{\mu g}{R} \frac{d \ln T}{d \ln P}.$$

Az asztrofizikában szokásos jelölést használva:

$$\frac{d \ln T}{d \ln P} \equiv \nabla.$$

A (4.4.30) Schwarzschild-kritérium megfogalmazása tehát újabb jelölésünkkel:

$$\nabla_{\text{ad}} < \nabla_{\text{s}}.$$

Adjunk most már konkrétabb feltételt a konvektív instabilitásra. Először foglalkozunk ∇_{s} kiszámításával. Ismeretes, hogy (4.4.13):

$$\left(\frac{dT}{dr} \right)_{\text{s}} = -\frac{3}{4ac} \frac{\bar{K} \varrho}{T^3} \frac{L(r)}{4\pi r^2},$$

ahol \bar{K} a Rosseland-féle átlagos opacitás, a állandó és $L(r)$ a luminozitásfüggvény. Ennek az egyenletnek egy másik változata, (4.4.2)-t felhasználva:

$$\frac{dP_{\text{s}}}{dr} = \frac{d}{dr} \left(\frac{a}{3} T_{\text{s}}^4 \right) = \frac{4a}{3} T_{\text{s}}^3 \left(\frac{dT}{dr} \right)_{\text{s}} = -\frac{\bar{K}}{4\pi c r^2} L(r) \varrho, \quad (4.4.31)$$

ahol P_{s} a sugárnyomás.

Vezessük be a következő jelölést:

$$\vartheta(r) = \frac{L(r)}{M(r)},$$

ahol

$$M(r) = \int_0^r 4\pi r_1^2 \varrho \, dr_1.$$

A hidrosztatikai egyensúly egyenlete:

$$\frac{dP}{dr} = -G \frac{M(r)}{r^2} \varrho. \quad (4.4.32)$$

A (4.4.31) és (4.4.32) egyenlet elosztásával kapjuk, hogy

$$\frac{dP_{\text{s}}}{dP} = \frac{\bar{K} L(r)}{4\pi c G M(r)} = \frac{\bar{K}}{4\pi c G} \vartheta(r). \quad (4.4.33)$$

A (4.4.33) egyenletet dP szerint integrálva:

$$P_{\text{s}} = \frac{1}{4\pi c G} \int_0^P \bar{K} \vartheta(r) \, dP = \frac{P}{4\pi c G} \frac{1}{P} \int_0^P \bar{K} \vartheta(r) \, dP.$$

P nyilván függ r -től. Legyen

$$\frac{1}{P} \int_0^P \bar{K} \vartheta(r) \, dP = A(r), \quad (4.4.34)$$

így

$$P_s = \frac{A(r)}{4\pi cG} P,$$

$$\frac{dP_s}{P_s} = \frac{\bar{K} \vartheta(r)}{A(r)} \frac{dP}{P}.$$

Vegyük figyelembe, hogy (4.4.2) szerint $P_s = \frac{a}{3} T^4$. Ekkor

$$dP_s = \frac{4a}{3} T^3 dT = \frac{4}{T} \frac{a}{3} T^4 dT = \frac{4}{T} P_s dT,$$

így

$$\frac{dP_s}{P_s} = \frac{4}{T} dT = \frac{\bar{K} \vartheta(r)}{A(r)} \frac{dP}{P},$$

vagyis

$$\left(\frac{dT}{T}\right)_s = \frac{1}{4} \frac{\bar{K} \vartheta(r)}{A(r)} \frac{dP}{P},$$

tehát

$$\left(\frac{d \ln T}{d \ln P}\right)_s = \nu_s = \frac{1}{4} \frac{\bar{K} \vartheta(r)}{A(r)}. \quad (4.4.35)$$

Most térjünk rá ν_{ad} kiszámítására. Feltettük, hogy a fel- (vagy le-) felé áramlás adiabatikusan történik. Általános esetben ekkor

$$P = K \varrho^\Gamma,$$

ahol K egy konstans, Γ pedig a fajhőhányados. (Ideális gáz esetében $\Gamma = \gamma = \frac{5}{3}$.) A

$$P = \frac{\varrho}{\mu} RT$$

egyenletből kapjuk, hogy

$$\varrho^\Gamma = A \frac{P^\Gamma}{T^\Gamma},$$

tehát

$$T^\Gamma P = B P^\Gamma,$$

amiből

$$T = C P^{\frac{\Gamma-1}{\Gamma}}, \quad (4.4.36)$$

ahol A , B és C konstansok.

(4.4.36)-ot differenciálva:

$$\frac{dT}{T} = \frac{\Gamma-1}{\Gamma} \frac{dP}{P},$$

vagyis

$$\nu_{\text{ad}} = \frac{\Gamma-1}{\Gamma}. \quad (4.4.37)$$

A Schwarzschild-kritérium tehát (4.4.35)-ből és (4.4.37)-ből a következőképpen is felírható:

$$\frac{\Gamma - 1}{\Gamma} < \frac{1}{4} \frac{\bar{K} \vartheta(r)}{A(r)}. \quad (4.4.38)$$

A csillag felszínéhez közel $L(r)$ állandó, és $M(r)$ sem változik lényegesen. Továbbá bizonyos határok között \bar{K} sem függ lényegesen r -től. Így (4.4.34) alapján:

$$\frac{1}{4} \frac{\bar{K} \vartheta(r)}{A(r)} = \frac{1}{4} \frac{\bar{K} \vartheta(r)}{\frac{1}{P} \int_0^P \bar{K} \vartheta(r) dP} \approx \frac{1}{4}.$$

A csillag felszínéhez közel tehát a konvekció megindulásának feltétele (4.4.38) alapján:

$$\frac{\Gamma - 1}{\Gamma} < \frac{1}{4}.$$

Ideális gázok esetén $\Gamma = \gamma = \frac{5}{3}$, így

$$\frac{\Gamma - 1}{\Gamma} = \frac{2}{5} = 0,4 > 0,25 = \frac{1}{4},$$

tehát ebben az esetben nincs konvekció. A csillag anyagának részleges ionizációja miatt azonban a $\Gamma \approx \frac{5}{3}$ közelítés nem használható.

Legyen ugyanis a V térfogatban lévő atommagok száma N . (A továbbiakban csak hidrogénnel foglalkozunk.) Az ionizációs fok legyen x . A V térfogatban lévő összes részek száma tehát:

$$N(1 + x).$$

Ily módon a gáz nyomása:

$$P = (1 + x) N \frac{kT}{V}.$$

Vegyük egyenletünk logaritmikus differenciáját:

$$\frac{dP}{P} = \frac{dx}{1+x} + \frac{dT}{T} - \frac{dV}{V}. \quad (4.4.39)$$

A V térfogatban lévő belső energia:

$$E = N \left[(1+x) \frac{3}{2} kT + x\chi \right], \quad (4.4.40)$$

ahol χ a hidrogén ionizációs potenciálja (13,59 eV).

Az állapotváltozás legyen adiabatikus, tehát

$$dE + P dV = 0,$$

ahonnan

$$\frac{dV}{V} = - \frac{dE}{PV} = - \frac{dE}{(1+x)NkT}. \quad (4.4.41)$$

dE -t azonban kifejezhetjük (4.4.40)-ből is:

$$dE = \frac{3}{2} NkT dx + \frac{3}{2} Nk(1+x) dT + N\chi dx.$$

Az imént kapott kifejezést írjuk (4.4.41)-be:

$$\frac{dV}{V} = -\frac{3}{2} \frac{dx}{1+x} - \frac{3}{2} \frac{dT}{T} - \frac{\chi dx}{(1+x)kT}.$$

Ez utóbbi egyenletet most írjuk be a (4.4.39) egyenletbe:

$$\frac{dP}{P} = \frac{5}{2} \frac{dx}{1+x} + \frac{5}{2} \frac{dT}{T} + \frac{\chi dx}{(1+x)kT},$$

vagy:

$$\frac{dP}{P} - \frac{5}{2} \frac{dT}{T} = \frac{dx}{1+x} \left[\frac{5}{2} + \frac{\chi}{kT} \right]. \quad (4.4.42)$$

A *Saha*-egyenlet hidrogénre érvényes alakja (4.4.25)-ből:

$$\ln \frac{x^2}{1-x^2} P = -\frac{\chi}{kT} + \frac{5}{2} \ln T + \text{konstans},$$

mivel

$$\ln \frac{2u_1}{u_0} = 0.$$

Képezzük a *Saha*-egyenlet teljes differenciálját:

$$\frac{1-x^2}{x^2} \frac{2x dx}{(1-x^2)^2} + \frac{dP}{P} = \frac{\chi}{kT} \frac{dT}{T} + \frac{5}{2} \frac{dT}{T}.$$

Ebből pedig

$$\frac{dx}{1+x} = -\frac{x(1-x)}{2} \frac{dP}{P} + \frac{x(1-x)}{2} \left[\frac{5}{2} + \frac{\chi}{kT} \right] \frac{dT}{T}.$$

A most kapott egyenletet írjuk (4.4.42)-be:

$$\frac{dP}{P} - \frac{5}{2} \frac{dT}{T} = -\frac{x(1-x)}{2} \frac{dP}{P} \left[\frac{5}{2} + \frac{\chi}{kT} \right] + \frac{x(1-x)}{2} \left[\frac{5}{2} + \frac{\chi}{kT} \right]^2 \frac{dT}{T}.$$

Rendezve:

$$\frac{dP}{P} \left\{ 1 + \frac{x(1-x)}{2} \left[\frac{5}{2} + \frac{\chi}{kT} \right] \right\} = \frac{dT}{T} \left\{ \frac{5}{2} + \frac{x(1-x)}{2} \left[\frac{5}{2} + \frac{\chi}{kT} \right]^2 \right\},$$

amiből

$$V_{\text{ad}} = \frac{\Gamma - 1}{\Gamma} = \frac{2 + x(1-x) \left[\frac{5}{2} + \frac{\chi}{kT} \right]}{5 + x(1-x) \left[\frac{5}{2} + \frac{\chi}{kT} \right]^2}.$$

A konvektív instabilitás feltétele tehát:

$$\nabla_{\text{ad}} = \frac{2 + x(1-x) \left[\frac{5}{2} + \frac{x}{kT} \right]}{5 + x(1-x) \left[\frac{5}{2} + \frac{x}{kT} \right]^2} < \frac{1}{4}. \quad (4.4.43)$$

Ha $x=0$, vagy $x=1$, akkor $\nabla_{\text{ad}} = \frac{2}{5} > \frac{1}{4}$, vagyis konvektív stabilitás van. Ha pl. $x=0,5$ és $T=10^4$ K, akkor

$$\frac{5}{2} + \frac{x}{kT} \approx 18,$$

vagyis

$$\nabla_{\text{ad}} \approx 0,075 < \frac{1}{4}.$$

Ekkor tehát konvektív instabilitás van!

A Nap felületéhez közeli tartományokban teljesülnek a konvektív instabilitás feltételei. Ezért van a Napnak konvektív zónája.

4.5. A csillagok belső szerkezete

A csillagok belső szerkezetének kutatása az asztrofizika legnehezebb feladatai közé tartozik, hiszen a csillagok belsejéből nincsenek közvetlen információink. A Nap az egyetlen kivétel, amelynek centrumából az atommagreakciók alkalmával keletkező neutrínók akadálytalanul eltávoznak, és egy részük a Földön felfogható. A Nap neutrínóinak észleléséből kapott eredmények ellentmondásosak; kevesebb neutrínó fogható fel az előre számítotttnál. A mérések és azok értelmezésének bizonytalansága miatt egyelőre nem célszerű tekintetbe venni ezeket a Nap (és a csillagok) belső szerkezetének kutatására.

A csillagok belső szerkezetének kutatása során bizonytalanságot jelent, hogy az energiatermelés és az opacitás számszerű értékében jelentős szerepe van a csillaganyag kémiai összetételének, amire vonatkozóan szintén nincs kielégítő pontosságú információk. Így csillagmodelljeink pontosságát illetően kétségek merülhetnek ugyan fel, de mégis több, igen lényeges megállapítást tehetünk a csillagok belső szerkezetére vonatkozóan.

A legfontosabbak közé tartozik a csillag belsejében lezajló energiatermelés ismerete. Az energiatermelés számszerű értékét a (4.3.7), (4.3.8), illetve a (4.3.10) formulából kapjuk meg. A továbbiakban azonban feltesszük, hogy a csillag belsejében hidrogén—hélium fúzió szolgáltatja az energiát, azaz a másodpercenkénti energiatermelés (J) a következő formulával adható meg [lásd (4.3.7) és (4.3.8)]:

$$\varepsilon = 27 \cdot 10^{-7} \left(\frac{\rho}{100} \right) x^2 \left(\frac{T}{14 \cdot 10^6} \right)^4 + 19 \cdot 10^{-7} \left(\frac{\rho}{100} \right) (x \cdot 100 x_{\text{CN}}) \left(\frac{T}{15 \cdot 10^6} \right)^{20}, \quad (4.5.1)$$

ahol a jelölések ugyanazok, mint a (4.3.7) és a (4.3.8) formulánál voltak.

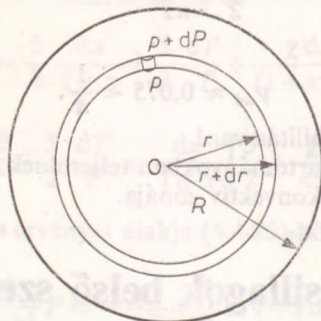
A csillagok belső szerkezetének tárgyalásakor néhány egyszerűsítő feltételt kell megadnunk, mert ezek hiányában számításaink igencsak elbonyolódnának. Ezek a lényegesen nem befolyásoló egyszerűsítések a következők:

1. A csillag *stacionárius* állapotban van, tehát állapotváltozó időben nem változnak. Szigorúan véve ez a megállapítás nem igaz, mert minden csillag fejlődik. Ez a fejlődés azonban általában olyan lassú, hogy egy emberöltőnyi időintervallumban a csillagokat nyugodtan tekinthetjük stacionáriusoknak.

2. A csillag *nem forog*. Erre a feltevésre azért van szükség, hogy a forgás esetében fellépő erőket ne kelljen számításaink során tekintetbe venni. Az esetek túlnyomó többségében a forgás következtében fellépő erőket valóban elhanyagolhatjuk.

3. A csillag *gömbszimmetrikus*, tehát a csillag középpontjától r távolságban az egyes állapotváltozók mindenütt ugyanazt az értéket veszik fel.

4. A csillag anyaga a *hidrosztatikai egyensúly* állapotában van. Ez utóbbi feltételünket másképpen is megfogalmazhatjuk. A csillag sugara legyen R (4.44. ábra).



4.44. ábra. A hidrosztatikai egyensúly feltételének megállapításához

Tekintsünk egy csillag középpontú, r sugarú gömböt ($r < R$) és egy $r + dr$ sugarú gömböt. Rajzoljunk az r és az $r + dr$ sugarú gömbök közé egy egységnyi alapterületű hengert úgy, hogy annak szimmetriatengelye legyen sugárirányú. A henger alapján az összenyomás (gáznyomás + sugárnyomás) legyen P , fedőlapján $P + dP$, míg a csillag középpontjától r távolságban a sűrűség legyen $\rho(r)$, a gravitációs gyorsulás pedig $g(r)$. A hidrosztatikai egyensúly feltételezése azt jelenti, hogy a henger fedőlapján és alaplajján mért nyomások különbsége megegyezik a hengerben lévő anyag súlyerejével. Mivel a hengerben lévő anyag súlyereje $\rho(r)g(r) dr$,

$$dP = -\rho(r)g(r) dr,$$

azaz

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\rho(r)g(r). \quad (4.5.2)$$

Mivel a csillagról feltételeztük, hogy gömbszimmetrikus tömegeloszlású, a gravitációs gyorsulás a csillag centrumától r távolságban a következő formulával adható meg:

$$g(r) = G \frac{M(r)}{r^2},$$

ahol G ismét az univerzális gravitációs állandó és $M(r)$ az r sugarú gömb belsejében lévő tömeg. Ily módon a hidrosztatikai egyensúlyt kifejező egyenlet a következő alakú:

$$\frac{dP(r)}{dr} = -G \frac{M(r)}{r^2} \rho(r). \quad (4.5.3)$$

Az r és $r+dr$ sugarú gömbök által meghatározott gömbhéjban lévő tömeg

$$dM(r) = 4\pi r^2 \rho(r) dr,$$

vagy

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho(r). \quad (4.5.4)$$

A (4.5.3) és (4.5.4) egyenlet a csillagok belső szerkezetére felírható két legfontosabb differenciálegyenlet. A bennük szereplő ismeretlen függvények a következők: $P(r)$, $M(r)$ és $\rho(r)$. Az ismeretlen függvények száma három, míg csak két differenciálegyenletünk van. Ilyen esetben a szokványos módszer: újabb egyenletet (vagy egyenleteket) kell keresnünk. A csillagok belsejére vonatkozóan nyilvánvalóan még több egyenletet is felírhatunk, de már a (4.5.3) és (4.5.4) egyenlet birtokában is tehetünk becsléseket a csillagok belső szerkezetére.

4.5.1. A csillagok centrumában uralkodó állapotokra vonatkozó becslések

Becsüljük most meg a csillagok centrumában lévő nyomást. A $P(r)$ nyomás a csillag középpontjától mért r távolságban a következőképpen adható meg:

$$P(r) = \int_0^r dP = - \int_R^r G \frac{M(r)}{r^2} \rho(r) dr = \int_r^R G \frac{M(r)}{r^2} \rho(r) dr.$$

Ha a csillag centrumában lévő nyomást akarjuk megkapni, akkor

$$P(r=0) = P_c = \int_0^R G \frac{M(r)}{r^2} \rho(r) dr = \frac{G}{4\pi} \int_0^R \frac{M(r)}{r^4} 4\pi r^2 \rho(r) dr.$$

Felhasználva a (4.5.4) egyenletet:

$$P_c = \frac{G}{4\pi} \int_0^M \frac{M(r)}{r^4} dM(r), \quad (4.5.5)$$

ahol M a csillag teljes tömegét jelöli. Írjunk (4.5.5)-ben az integrál jele alatt szereplő r helyére R -et. Ekkor

$$P_c > \frac{G}{4\pi} \int_0^M \frac{M(r)}{R^4} dM(r) = \frac{G}{4\pi R^4} \int_0^M M(r) dM(r) = \frac{GM^2}{8\pi R^4}.$$

A csillag centrumában uralkodó nyomásra így módon alsó korlátot adtunk. A Nap esetében ($M = 2 \cdot 10^{30}$ kg, $R = 6,9 \cdot 10^8$ m):

$$P_{\odot c} > 4,7 \cdot 10^{13} \text{ Pa} = 4,7 \cdot 10^8 \text{ bar}.$$

Látjuk, hogy a Nap belsejében a nyomás legalább $4,7 \cdot 10^8$ -szorosa a földi légkör nyomásának.

4.5.1.1. Alsó becslés a csillag átlagos nyomására

Definiáljuk a csillagban uralkodó átlagos nyomást a következőképpen:

$$\bar{P} = \frac{1}{M} \int_0^M P(r) dM(r). \quad (4.5.6)$$

Az átlagolás tömeg szerint történik, tehát az átlagos nyomás inkább jellemző a csillag központi tartományaira, ahol a csillag tömegének nagy része koncentrálódik, mint a külsőbb, ritkébb tartományokra. Parciális integrálással (4.5.6)-ból kapjuk, hogy

$$\begin{aligned} \bar{P} &= \frac{1}{M} \int_0^M P(r) dM(r) = \\ &= \frac{1}{M} [P(r)M(r)]_0^M - \frac{1}{M} \int_0^M M(r) \frac{dP(r)}{dM(r)} dM(r). \end{aligned}$$

A kiintegrált rész zérus, hiszen $M(r=0)=0$, és a csillag felületén a P nyomás elhanyagolhatóan kicsiny a csillag belsejében uralkodó nyomáshoz képest. Így

$$\bar{P} = -\frac{1}{M} \int_0^M M(r) \frac{dP(r)}{dM(r)} dM(r).$$

A (4.5.3)-at (4.5.4)-gyel osztva:

$$\frac{dP(r)}{dM(r)} = -\frac{GM(r)}{4\pi r^4}.$$

Ezt felhasználva:

$$\bar{P} = \frac{1}{M} \int_0^M \frac{G}{4\pi r^4} M^2(r) dM(r) > \frac{G}{4\pi R^4} \frac{M^3}{3} = \frac{GM^2}{12\pi R^4}.$$

A Nap esetében:

$$\bar{P}_\odot > 3,1 \cdot 10^8 \text{ bar}$$

4.5.1.2. Becslés az átlagos hőmérsékletre

Az átlagos hőmérséklet becsléséhez a már megtett négy feltételezésen kívül még egy ötödiket is kell tennünk:

5. A csillag anyagára felírható az ideális gázok állapotegyenlete, azaz a gáznyomás (P_g) a következő formulával adható meg:

$$P_g = \frac{\rho}{\mu} \mathcal{R}T, \quad (4.5.7)$$

ahol \mathcal{R} a gázállandó és μ az átlagos molekulatömeg. Iménti feltételünk a csillagok túlnyomó többsége esetében igaz. Vannak azonban olyan csillagok (a fehér törpék),

amelyekben olyan nagy az anyagsűrűség ($10^6 \dots 10^8 \text{ g/cm}^3$), hogy az ideális gázok állapotegyenlete már nem érvényes. E csillagok belsejében a fázistér minden egyes kvantumcellája be van töltve, és a részecskék impulzus szerinti eloszlása már nem követi a klasszikus Boltzmann-féle eloszlást, hanem a Fermi-statisztikával kell számolnunk. Ebben az esetben a gáz állapotegyenlete független a hőmérséklettől (degenerált állapot):

$$P_g = K \rho^\Gamma,$$

ahol

$$\frac{4}{3} \cong \Gamma \cong \frac{5}{3}.$$

Γ konkrét számértéke attól függ, hogy a csillag belsejében mennyire érvényesülnek a relativisztikus effektusok.

A fehér törpecsillagokat tehát egyelőre ki kell rekeszteniünk tárgyalásainkból — bár e csillagok belső szerkezetének leírása egyszerűbb mint a „közönséges” csillagoké (lásd részletesen a 4.5.4. fejezetben).

Az összes nyomás a gáznyomásból (P_g) és a sugárnyomásból (P_s) tevődik össze. (Szobahőmérsékleten a sugárnyomást általában nem kell tekintetbe venni. Mivel a sugárnyomás a hőmérséklet negyedik hatványával arányos, a csillagok belsejében már nem hanyagolható el.) Így

$$P = P_g + P_s,$$

Definiáljuk a β arányossági tényezőt a következőképpen:

$$P_g = \beta P.$$

Ekkor

$$P_s = (1 - \beta)P.$$

A (4.5.7) állapotegyenletből:

$$P_g = \beta P = \frac{\mathcal{R}}{\mu} \rho T,$$

vagy

$$T = \frac{\mu \beta P}{\mathcal{R}}.$$

(4.5.8)

Definiáljuk az átlagos hőmérsékletet a következőképpen:

$$\bar{T} = \frac{1}{M} \int_0^M T dM(r).$$

Az átlagos nyomás definíciója után említett okok miatt az átlagos hőmérséklet is inkább a csillag belső, centrális tartományaira jellemző. Az átlagos hőmérséklet (4.5.8) felhasználásával a következőképpen írható fel:

$$\bar{T} = \frac{1}{M} \int_0^M \frac{\mu \beta P}{\mathcal{R}} dM(r) = \frac{1}{M} \int_0^R \frac{\mu \beta P}{\mathcal{R}} 4\pi r^2 dr.$$

Legyen $\mu\beta$ minimuma $(\mu\beta)_m$. Ekkor:

$$T > \frac{(\mu\beta)_m}{\mathcal{R}} \frac{4\pi}{M} \int_0^R P r^2 dr.$$

Parciális integrálással:

$$T > \frac{(\mu\beta)_m}{\mathcal{R}} \frac{4\pi}{M} \left\{ \left[P \frac{r^3}{3} \right]_0^R - \int_0^R \frac{dP}{dr} \frac{r^3}{3} dr \right\}.$$

A kiintegrált rész zérus, hiszen $r=0$ -nál $r=0$ és $r=R$ -nél $P=0$, tehát

$$T > -\frac{4\pi}{3M} \frac{(\mu\beta)_m}{\mathcal{R}} \int_0^R r^3 \frac{dP}{dr} dr =$$

$$= \frac{4\pi}{3M} \frac{(\mu\beta)_m}{\mathcal{R}} \int_0^R \frac{GM(r)}{4\pi r^2} r 4\pi r^2 \rho dr =$$

$$\frac{G(\mu\beta)_m}{3M\mathcal{R}} \int_0^M \frac{M(r)}{r} dM(r) > \frac{G(\mu\beta)_m}{3MR\mathcal{R}} \int_0^M M(r) dM(r) =$$

$$= \frac{G(\mu\beta)_m}{6R\mathcal{R}} M.$$

Ha most képletünkbe ismét beírjuk a Nap adatait, akkor

$$T_{\odot c} > \bar{T}_{\odot} > 3,8 \cdot 10^6 (\mu\beta)_m \text{ K.}$$

A Nap belsejében jó közelítéssel $\beta \approx 1$ és $\mu \approx \frac{1}{2}$, így

$$T_{\odot c} > \bar{T}_{\odot} > 1,9 \cdot 10^6 \text{ K.}$$

Számításunk szerint a Nap centrumában uralkodó hőmérséklet legalább 2 millió fok kell legyen. Ez elég jó becslést jelent, mert a pontosabb számítások szerint a Nap centrumában uralkodó hőmérséklet mintegy 17 millió fok, ami kevesebb, mint egy nagyságrenddel nagyobb a becsült értéknél.

Az előbbiekhöz hasonló eljárással a csillagok (illetve a Nap) centrumában uralkodó nyomásra és hőmérsékletre felső becslést is adhatunk. Ezekre a számításokra azonban nem térünk ki.

4.5.2. A Vogt—Russell-tétel

Az előzőekben a csillagok belső szerkezetére vonatkozóan már három fontos egyenletet levezettünk [(4.5.3), (4.5.4) és (4.4.13)]. Írjuk most ismét fel ezeket az egyenleteket:

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\frac{GM(r)}{r^2} \varrho(r), \quad (4.5.9)$$

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \varrho(r), \quad (4.5.10)$$

$$\frac{dT(r)}{dr} = -\frac{3\bar{K} \varrho(r) L(r)}{4acT^3 4\pi r^2}, \quad (4.5.11)$$

ahol $P(r)$, $M(r)$, $\varrho(r)$, $T(r)$ és $L(r)$ rendre a nyomás, az r sugarú gömbben lévő tömeg, a sűrűség-, a hőmérséklet- és a luminozitásfüggvény. \bar{K} a Rosseland-féle átlagos opacitás, a és c pedig konstansok.

Az utóbbi három egyenleten kívül még egy negyediket is felírhatunk. Az $L(r)$ luminozitásfüggvény megváltozása a dr szakaszon nyilván egyenlő a dr vastagságú gömbhéjban keletkező energiával:

$$dL(r) = 4\pi r^2 \varrho(r) \varepsilon(r) dr,$$

vagy:

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \varrho(r) \varepsilon(r). \quad (4.5.12)$$

ahol ε a tömegegységre eső energiaprodukción.

Az imént felírt négy egyenletben a következő meghatározandó függvények szerepelnek:

$$P(r), M(r), T(r), L(r), \varrho(r), \varepsilon(r), \text{ és } \bar{K}(r).$$

Ez összesen hét változó, tehát még három egyenletre szükségünk van, ha az egyenletrendszer meg akarjuk oldani. Két egyenlet már rendelkezésünkre áll, nevezetesen ε és \bar{K} kifejezése [(4.5.1) és (4.4.14)]:

$$\varepsilon = e_1 \varrho x_{\text{CN}} x T^{20} + e_2 \varrho x^2 T^4, \quad (4.5.13)$$

$$\bar{K} \approx 10^{25} (1+x)(1-x-y) \varrho^{0.75} T^{-3.5}, \quad (4.5.14)$$

ahol e_1 és e_2 konstansok, x , illetve y a csillag anyagának százalékos hidrogén-, illetve héliumtartalma, x_{CN} a csillag %-os szén- és nitrogéntartalma.

További egyenlet lehet az állapotegyenlet:

$$P = \frac{\mathcal{R}}{\mu} \varrho T + \frac{a}{3} T^4, \quad (4.5.15)$$

ahol μ az átlagos molekulatömeg, és a második tag a sugárnyomást jellemzi.

Új egyenleteink felírásával, új változók is megjelentek: x , y , μ és x_{CN} . Mindhárom mennyiség a csillag kémiai összetételétől függ. Mivel a csillagok kémiai összetétele nagyjából azonosnak vehető, fel fogjuk tételezni, hogy minden csillag azonos kémiai összetételű. Ebben az esetben, x , y , és x_{CN} is állandónak vehető.

A (4.5.13), (4.5.14) és (4.5.15) egyenletek segítségével küszöböljük ki a (4.5.9), ..., (4.5.12) egyenletekből ε -t, \bar{K} -t, és ϱ -t. Természetesen a számítást magát

nem végezzük el, mert csak az egyenletek formájára vagyunk kíváncsiak. Ekkor a következő formájú egyenleteket kapjuk:

$$\frac{dP(r)}{dr} = f_1[P(r), M(r), T(r), L(r)], \quad (4.5.16)$$

$$\frac{dM(r)}{dr} = f_2[P(r), M(r), T(r), L(r)], \quad (4.5.17)$$

$$\frac{dT(r)}{dr} = f_3[P(r), M(r), T(r), L(r)], \quad (4.5.18)$$

$$\frac{dL(r)}{dr} = f_4[P(r), M(r), T(r), L(r)], \quad (4.5.19)$$

ahol $f_1, f_2, f_3,$ és f_4 valamilyen, konkrétan meg nem adott függvény. A (4.5.16)—(4.5.19) egyenletekből álló egyenletrendszerből egy konstans pontosságával meghatározhatók a $P(r), M(r), T(r), L(r)$ függvények. Ha még határfeltételeket is megadunk, akkor ezeket a függvényeket — tehát az állapothatározókat, mint a sugár függvényét — egyértelműen meghatározhatjuk.

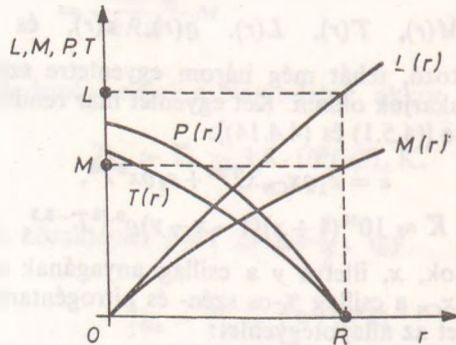
A következő triviális határfeltételeket írhatjuk fel:

$$L(r=0) = 0, \quad M(r=0) = 0,$$

és

$$P(R) = 0, \quad T(R) = 0.$$

A könnyebb érthetőség kedvéért ábrázoljuk az $L(r), M(r), P(r)$ és $T(r)$ függvényeket egy grafikonon (4.45. ábra). A grafikon ordinátatengelyén mind a négy



4.45. ábra. A Vogt—Russell-tétel szemléltetése

függvény skáláját feltüntettük. Az ábrára nézve nyilvánvaló, hogy a csillag R sugarát megadva leolvashatjuk a csillag luminozitásának (L) és tömegének (M) értékét. R megadásával tehát egyben a csillag luminozitását és tömegét is megadtuk. Megfordítva, ha megadjuk a csillag tömegét, akkor az $M(r)$ függvény segítségével a csillag R sugarát is meghatározhatjuk, aminek ismeretében az L luminozitás is kiszámítható. Ez utóbbi egyben azt is jelenti, hogy a csillag tömege meghatározza luminozitását is. Ezzel elméleti úton bebizonyítottuk a tömeg—fényesség reláció egzisztenciáját.

Az ábrára tekintve ennél többet is kimondhatunk: *A csillag tömege, luminozitása és sugara közül elegendő egyet megadnunk; ezzel a csillag fizikai felépítését is egyértelműen meghatároztuk. Ez a Vogt—Russell-tétel.*

A *Vogt—Russell-tétel* magyarázatot ad a HRD szerkezetére is. A csillag L luminozitását ugyanis a következőképpen írhatjuk fel:

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4,$$

ahol T_{eff} a csillag effektív hőmérséklete.

A *Vogt—Russell-tétel* értelmében az R sugár kifejezhető az L luminozitás függvényeként: $R=R(L)$, tehát kell, hogy létezzen egy $L=L(T_{\text{eff}})$ összefüggés is, ami a HRD egzisztenciáját jelenti.

Láttuk, hogy a HRD-ben a főágon kívül még az óriáság és a fehér törpék tartománya is létezik. Ezen ágak önálló létezésére magyarázatot szolgáltat az, hogy az óriáságban az energiatermelést nem kizárólag a hidrogénnek héliummá való fúziója szolgáltatja, hanem a He alakul át szénre, és a fehér törpecsillagokban lévő anyagra nem érvényes az ideális gázok állapotegyenlete, mint ahogy ezt a *Vogt—Russell-tétel* levezetésekor feltételeztük.

Az óriáságban és a fehér törpecsillagok tartományában lévő csillagokra is megalkotható a *Vogt—Russell-tétel*, azonban ebben az esetben ε -ra más egyenletet kell felírni, illetve a degenerált gázok állapotegyenletét kell használni. Nyilván ekkor az $L=L(T_{\text{eff}})$ és $L=L(M)$ függvények és mások lesznek.

4.5.3. Politrop csillagmodellek

A (4.5.9) és (4.5.10) egyenletben, mint már említettük, három ismeretlen függvény szerepel. Ha e két egyenlet mellé egy olyan harmadikat is fel tudunk írni, amely csak az előző három ismeretlen függvényt tartalmazza, akkor a három egyenlet segítségével meghatározhatjuk a csillagok belső szerkezetét. Ilyen modellt dolgozott ki századunk első éveiben R. EMDEN is „Gaskugeln” című alapvető fontosságú könyvében, feltételezve, hogy a csillagok belsejében az állapotváltozás *politrop* jellegű. Ezeket nevezzük politrop csillagmodelleknek. Természetesen a számítógépek korában már sokkal pontosabb és használhatóbb csillagmodellekkel rendelkezünk, mégis egyszerűségénél és használhatóságánál fogva közelítő számításokhoz ma is gyakran használunk politrop csillagmodelleket.

Politropnak nevezzük az állapotváltozást akkor, ha a nyomás és a sűrűség között a következő alakú összefüggés van:

$$P = K \rho^\gamma, \quad (4.5.20)$$

ahol K és γ konstansok.

A politrop állapotváltozás speciális esete az adiabatikus állapotváltozás, amikor is γ a specifikus fajhőhányados. Ha ideális egyatomos gárról van szó, akkor $\gamma = \frac{5}{3}$. Ugyancsak politrop az izoterm állapotváltozás is, ebben az esetben $\gamma = 1$.

A politrop csillagmodellek esetében használatos három differenciálegyenlet tehát a következő:

$$\frac{dP}{dr} = -\rho g = -G \frac{M(r)}{r^2} \rho, \quad (4.5.21)$$

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho, \quad (4.5.22)$$

$$P = K \rho^\gamma. \quad (4.5.23)$$

Vezessük be a φ gravitációs potenciált a következőképpen:

$$g = -\frac{d\varphi}{dr}. \quad (4.5.24)$$

(4.5.21)-ből:

$$\frac{r^2}{\varrho} \frac{dP}{dr} = -GM(r),$$

amit differenciálva és (4.5.22)-t felhasználva kapjuk, hogy

$$\frac{d}{dr} \left(\frac{r^2}{\varrho} \frac{dP}{dr} \right) = -G \frac{dM(r)}{dr} = -4\pi G \varrho r^2.$$

(4.5.24) felhasználásával a következő egyenlethez jutunk:

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\varphi}{dr} \right) = -4\pi G \varrho. \quad (4.5.25)$$

Tekintettel arra, hogy gömbszimmetrikus esettel állunk szemben, (4.5.25) a következőképpen is írható:

$$\Delta \varphi = -4\pi G \varrho, \quad (4.5.26)$$

ahol Δ a Laplace-féle operátort jelöli. A (4.5.26) egyenlet a jól ismert Poisson-féle egyenlet. (4.5.25)-öt, illetve (4.5.26)-ot a következő egyszerűbb alakba is írhatjuk:

$$\frac{d^2 \varphi}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\varphi}{dr} = -4\pi G \varrho. \quad (4.5.27)$$

A (4.5.20) egyenletet differenciáljuk ϱ szerint:

$$\frac{dP}{d\varrho} = K\gamma \varrho^{\gamma-1}.$$

(4.5.21)-et felhasználva, ebből a következő egyenlethez jutunk:

$$\frac{d\varphi}{d\varrho} = \frac{1}{\varrho} \frac{dP}{d\varrho} = K\gamma \varrho^{\gamma-2}.$$

Egyenletünket ϱ szerint integrálva:

$$\varphi = K \frac{\gamma}{\gamma-1} \varrho^{\gamma-1} + C, \quad (4.5.28)$$

ahol C egy konstans. Válasszuk meg a gravitációs potenciált úgy, hogy $\varrho=0$ -nál (a csillag felszínén) legyen $\varphi=0$. Ekkor a C konstans értéke zérus.

A γ konstans szokásos módon írjuk fel a következőképpen:

$$\gamma = 1 + \frac{1}{n}. \quad (4.5.29)$$

n szokásos elnevezése: *politropindex*. Ha például ideális, egyatomos gáz adiabatikus állapotváltásával állunk szemben, akkor $\gamma = \frac{5}{3}$ vagyis a politropindex $n = 3/2$.

(4.5.28) és (4.5.29)-ből a ϱ sűrűsége a következő kifejezést kapjuk:

$$\varrho = \left[\frac{\varphi}{K \frac{\gamma}{\gamma-1}} \right]^{\frac{1}{\gamma-1}} = \left[\frac{\varphi}{K(n+1)} \right]^n. \quad (4.5.30)$$

Írjuk át (4.5.20)-at is (4.5.29) segítségével:

$$P = K\varrho^\gamma = K\varrho \frac{\varphi}{K(n+1)} = \frac{\varrho\varphi}{n+1}. \quad (4.5.31)$$

(4.5.30)-at írjuk be (4.5.27)-be:

$$\frac{d^2\varphi}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\varphi}{dr} + 4\pi G \left[\frac{\varphi}{K(n+1)} \right]^n = 0.$$

Bevezetve az

$$\varepsilon^2 = \frac{4\pi G}{[K(n+1)]^n} \quad (4.5.32)$$

Jelölést, egyenletünket a következőképpen is írhatjuk:

$$\frac{d^2\varphi}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d\varphi}{dr} + \varepsilon^2 \varphi^n = 0. \quad (4.5.33)$$

Ebben a másodrendű differenciálegyenletben ismeretlen függvényként csak φ szerepel, tehát megoldásával (természetesen megfelelő kezdeti feltételek mellett) megadható a csillag belső felépítése. Az egyszerűbb kezelhetőség miatt azonban célszerű a következő dimenzió nélküli változókat bevezetni:

$$\varphi = \varphi_0 u \quad (4.5.34)$$

és

$$r = \frac{z}{\varepsilon \varphi_0^{\frac{n-1}{2}}}.$$

Új változóinkkal a (4.5.33) egyenlet a következő alakra hozható:

$$\frac{d^2 u}{dz^2} + \frac{2}{z} \frac{du}{dz} + u^n = 0,$$

illetve más formában:

$$\frac{1}{z^2} \frac{d}{dz} \left(z^2 \frac{du}{dz} \right) + u^n = 0. \quad (4.5.35)$$

A (4.5.35) egyenletet *Emden-egyenletnek* nevezzük. Az *Emden-egyenlethez* természetesen határfeltételeket is kell adnunk. A csillag centrumában ($z=r=0$) legyen $\varphi = \varphi_0$, így nyilván $z=0$ -nál (4.5.34) miatt $u=1$.

A csillag centrumában a gravitációs potenciálnak értelemszerűen szélsőértéke van, tehát ugyancsak (4.5.34)-ből:

$$\frac{du}{dr} = \frac{1}{\varphi_0} \frac{d\varphi}{dr} = 0.$$

Itt jegyezzük meg, hogy a csillag felszínén természetesen nemcsak φ , hanem u is 0-val egyenlő.

Az *Emden-egyenletnek* csak meghatározott n értékek mellett van zárt alakban megoldása. Ezek a megoldások a következők [részletes számítások megtalálhatók pl. JA. B. ZELDOVICS, SZ. I. BLINNYIKOV, NY. I. SAKURA: *A csillagszerkezet és csillagfejlődés alapjai* (Gondolat, Budapest 1988) című könyvében]:

$$\text{ha } n = 0, \text{ akkor } u = -\frac{1}{6}z^2 + 1,$$

$$\text{ha } n = 1, \text{ akkor } u = \frac{\sin z}{z},$$

és

$$\text{ha } n = 5, \text{ akkor } u = \frac{1}{\left(1 + \frac{1}{3}z^2\right)^{1/2}}.$$

Az $n=5$ -höz tartozó megoldás esetében u csak akkor lehet 0, ha $z = \infty$. Mivel a csillag felszínén $u=0$, így végtelen sugarú csillagot kapunk. Kimutatható, hogy $n \geq 5$ esetében mindig végtelen sugarú csillagot kapunk, így csak az $n < 5$ esetekkel kell foglalkoznunk.

Általános esetben (ha $n \neq 0, 1$ vagy 5), akkor az *Emden-egyenletet* numerikusan kell megoldanunk. A numerikus megoldás során olyan z_1 értékig kell számolnunk, ahol $u=0$. Ebből a z_1 értékből számítható ki (4.5.34), illetve (4.5.32) segítségével a csillag r_1 sugara. A 4.12. táblázatban megadtuk $n=2; 2,5$ és 3 esetében a csillag modelljét. (Más n -ekre vonatkozó táblázatok pl. R. EMDEN: *Gaskugeln* című könyvében található meg.)

A táblázatok oszlopaiban a következő függvények vannak feltüntetve:

$$u = \frac{\varphi}{\varphi_0} \quad \text{a gravitációs potenciált adja,}$$

$$u^n \quad \text{a sűrűséggel arányos (4.5.30) és (4.5.34) miatt,}$$

$$u^{n+1} \quad \text{a nyomást adja meg (4.5.31) következményeképpen,}$$

$$-\frac{du}{dz} \quad \text{a gravitációs gyorsulással (4.5.24) és}$$

$$-z^2 \frac{du}{dz} \quad \text{a } z \text{ sugarú gömbben lévő tömeggel arányos (4.5.21).}$$

Természetesen a csillag konkrét modellje az n politropindexen kívül, még a gravitációs potenciál φ_0 értékétől is függ. Célszerű azonban a ϱ_0 centrumbeli sűrűséget megadni, és ennek ismeretében (4.5.30)-ból kiszámítani φ_0 értékét.

Az alábbi táblázatban megadjuk a különböző n politropindexek esetében kapott $\varrho_0/\bar{\varrho}$ értékeket, ahol $\bar{\varrho}$ a csillag átlagos sűrűségét jelenti, amelyet a csillag tömegének és sugarának ismeretében könnyen kiszámíthatunk.

n	0	0,5	1	1,5	2	2,5	3	4	5
z_1	2,45	2,75	3,14	3,65	4,35	5,36	6,90	14,97	∞
$\varrho_0/\bar{\varrho}$	1,0	1,84	3,29	5,99	11,4	23,4	54,2	622	∞

A táblázatból kitűnik, hogy minél nagyobb n , annál nagyobb a centrális sűrűség az átlagsűrűséghez képest, vagyis annál inkább koncentrálódik a csillag anyaga a központi tartományokban.

Számítsuk ki, hogyan függ a csillag tömege a különböző n politropindexek esetében a ϱ_c középponti sűrűségtől.

4.12.táblázat. Politrop csillagmodellek különböző politropindexek esetén

 $(n = 2, \gamma = 1,5)$

z	u	u^n	u^{n+1}	$-du/dz$	$-z dz/3 du$	$-z^2 du/dz$
0,00	1,000 00	1,000 00	1,000 00	0,000 00	1,0000	0,0000
0,25	0,989 69	0,979 50	0,969 40	0,082 47	1,0105	0,0052
0,50	959 37	920 40	883 02	158 65	1,0750	0,0388
0,75	911 28	830 42	756 75	223 86	1,1168	0,1259
1,00	848 64	720 18	611 17	274 53	1,2142	0,2745
1,25	775 33	601 14	466 06	309 37	1,3468	0,4834
1,50	695 31	483 46	336 15	328 25	1,5232	0,7386
1,75	612 38	375 01	229 65	333 07	1,7514	1,0200
2,00	529 74	280 62	148 66	326 40	2,0425	1,3056
2,50	374 63	140 35	052 58	290 23	2,8713	1,8140
3,00	241 66	058 40	014 11	240 67	4,1550	2,1660
3,50	133 79	017 90	002 395	191 69	6,0863	2,3482
4,00	048 66	002 368	000 115	150 40	8,8653	2,4064
4,25	013 24	000 176	000 002	133 46	10,615	2,4106
4,3518	000 00	000 000	000 000	127 29	11,396	2,4107

 $(n = 2,5, \gamma = 1,4)$

z	u	u^n	u^{n+1}	$-du/dz$	$-z dz/3 du$	$-z^2 du/dz$
0,00	1,000 00	1,000 00	1,000 00	0,000 00	1,0000	0,0000
0,25	0,989 71	0,974 50	0,964 47	082 26	1,0130	0,0051
0,50	959 61	902 02	865 60	156 76	1,0632	0,0392
0,75	912 42	795 20	725 55	217 98	1,1469	0,1226
1,00	851 96	669 97	570 79	262 82	1,2683	0,2628
1,25	782 46	541 56	423 75	290 36	1,4350	0,4537
1,50	708 09	421 92	298 76	30 213	1,6549	0,6798
1,75	632 46	318 11	201 19	295 32	1,9753	0,9044
2,00	559 61	234 28	131 11	286 14	2,3298	1,1446
2,50	424 73	117 56	049 93	250 80	3,3227	1,5675
3,00	310 00	053 51	016 59	207 93	4,8093	1,8714
3,50	217 52	022 07	004 800	167 83	6,9517	2,0560
4,00	143 00	007 733	001 106	134 45	9,9170	2,1512
4,50	082 63	001 963	000 162	108 13	10,539	2,1896
5,00	033 84	000 211	000 007	087 96	18,948	2,1990
5,4172	000 00	000 000	000 000	075 00	24,076	2,2010

 $(n = 3, \gamma = 1,3333)$

z	u	u^n	u^{n+1}	$-du/dz$	$-z dz/3 du$	$-z^2 du/dz$
0,00	1,000 00	1,000 00	1,000 00	0,000 00	1,0000	0,0000
0,25	0,989 75	0,969 60	0,959 66	082 04	1,0158	0,0051
0,50	959 87	884 36	848 86	154 95	1,0756	0,0387
0,75	913 55	762 42	696 50	212 70	1,1754	0,1196

4.12. táblázat folytatása

z	u	u^n	u^{n+1}	$-du/dz$	$-z dz/3 du$	$-z^2 du/dz$
1,00	855 05	625 13	534 51	252 19	1,3218	0,2522
1,25	788 97	491 11	387 47	273 70	1,5224	0,4276
1,50	719 48	372 44	267 97	279 93	1,7862	0,6298
1,75	649 96	274 58	178 47	274 60	2,1243	0,8410
2,00	582 82	197 96	115 38	261 49	2,5495	1,0450
2,50	461 09	098 03	045 20	223 96	3,7210	1,3994
3,00	359 21	046 35	016 65	183 93	5,4370	1,6553
3,50	276 29	021 09	005 828	148 59	7,8697	1,8203
4,00	209 42	009 185	001 923	119 98	11,113	1,9197
4,50	155 29	003 746	000 582	097 48	15,387	1,9740
5,00	111 10	001 371	000 152	080 03	20,826	2,0007
6,00	044 11	000 086	000 004	055 99	35,720	2,0156
6,80	004 71	000 001	000 000	043 60	51,987	2,0161
6,9011	000 00	000 000	000 000	042 31	54,360	2,0150

(4.5.30)-at és (4.5.34)-et felhasználva kapjuk, hogy

$$\varrho = \varrho_c u^n,$$

és

$$r = \alpha z,$$

ahol

$$\alpha = \sqrt[3]{\frac{K(n+1)}{4\pi G}} \varrho_c^{\frac{1-n}{2n}}.$$

A csillag tömege a következőképpen írható fel:

$$M = 4\pi \int_0^R \varrho r^2 dr = 4\pi \int_0^{z_1} \varrho_c u^n \alpha^3 z^2 dz = 4\pi \varrho_c \alpha^3 \int_0^{z_1} u^n z^2 dz, \quad (4.5.36)$$

ahol z_1 a csillag R sugarának felel meg.

Vezessük be a következő jelölést:

$$\int_0^{z_1} u^n z^2 dz = S.$$

S értéke az n politropindextől függő konstans. Így (4.5.36)-ból

$$M = 4\pi S \varrho_c \left[\frac{K(n+1)}{4\pi G} \right]^{3/2} \varrho_c^{\frac{3-3n}{2n}} = 4\pi S \left[\frac{K(n+1)}{4\pi G} \right]^{3/2} \varrho_c^{\frac{3-n}{2n}}. \quad (4.5.37)$$

(4.5.37)-ből megállapíthatjuk, hogy a politropmodellekben minden $n < 5$ politropindex esetén megadott ϱ_c sűrűséghez tartozik egy M tömegérték. Különösen érdekes az $n=3$ eset, hiszen ekkor bármely ϱ_c sűrűséghez ugyanaz a tömegérték tartozik [ha (4.5.20)-ban K értéke is ugyanolyan minden csillag esetében]. A Nap belső szerkezetét is az $n=3$ -hoz tartozó politropmodell írja le a legnagyobb pontossággal. Ennek a modellnek különös jelentősége van, ezért ezt *standardmodellnek* nevezzük.

$n=3$ esetében a csillag csak meghatározott M tömeg esetében lehet egyensúlyban. Ha a valódi csillag tömege a kritikus tömegnél nagyobb, akkor — mint belátható — a gravitációs potenciális energia nagyobb, mint a csillag belső energiája, és a csillag összeomlik. Ez természetesen csak akkor igaz, ha a csillag nem termel önállóan energiát, azaz a gáznyomás mellett az energiatermelésből adódó sugárnyomás elhanyagolható. Ha a csillag belsejében már a nukleáris tüzelőanyag elfogyott, akkor a (4.5.37)-ből kapott

$$M_k = 4\pi S \left[\frac{K}{\pi G} \right]^{3/2} \quad (4.5.38)$$

kritikus értéknél nagyobb tömegű csillagok összeroppannak, és gravitációs kollapszus következik be. A csillagok túlnyomó többsége termel nukleáris folyamatokkal energiát, tehát ezeknek a tömege nagyobb lehet M_k -nál. A fehér törpecsillagok azonban — feltételezésünk szerint — olyan csillagok, amelyekben már nincs nukleáris energiatermelés, tehát fehér törpecsillag nem képzelhető el M_k -nál nagyobb tömeggel. Természetesen a fehér törpecsillagok anyaga elfajult állapotban van, tehát nem biztos, hogy érvényes a bennük lévő gázra a (4.5.20) állapotegyenlet. Mindenestre érdemes megvizsgálni a fehér törpecsillagok belsejében lévő gáz állapotegyenletét.

4.5.4. A fehér törpecsillagok belső szerkezete

A mérések szerint a fehér törpecsillagok belsejében a sűrűség $10^6 \dots 10^8 \text{ g/cm}^3$. Ilyen nagy sűrűség mellett az elektrongáz már elfajult lesz, azaz a fázistér minden kvantumcellája be van töltve.

Az elfajult elektrongáz elektronjainak impulzus szerint eloszlását már nem a Boltzmann-, hanem a Fermi—Dirac-statisztika írja le. Ha a gáz teljesen degenerált, akkor a fázistér minden h^3 nagyságú kvantumcellájában két elektron található (h a Planck-féle konstans). A $p < \bar{p}$ impulzustartományban egy V nagyságú térfogategységre számolva, van

$$M(\bar{p}) = \frac{4\bar{p}^3 \pi V}{3h^3} \quad (4.5.39)$$

darab kvantumcella, amelyek mindegyikében maximálisan két egymással ellentétes spinkvantumszámú elektron tartózkodhat. Ha az elektrongáz teljesen degenerált, akkor minden kvantumcellában két elektron van. A $p, p+dp$ impulzusintervallumban, egységnyi térfogategységre számolva van $N(p) dp$ darab elektron, ahol

$$N(p) = 2 \frac{dM(p)}{dp} \frac{1}{V} = \frac{8\pi p^2}{h^3}. \quad (4.5.40)$$

A klasszikus Boltzmann-statisztika szerint az elektronok száma a $p, p+dp$ impulzusintervallumban, szintén térfogategységre számolva $\bar{N}(p) dp$ volna, ahol

$$\bar{N}(p) = \frac{n_e}{(2\pi mkT)^{3/2}} e^{-\frac{p^2}{2mkT}} 4\pi p^2. \quad (4.5.41)$$

Itt m az elektron tömege, n_e az elektronok száma térfogategységenként és k a Boltzmann-féle konstans.) Ha p nem túl nagy, akkor (4.5.41)-ben az exponenciális tag egységnyi nagyságrendű.

Az elektrongáz akkor jut elfajult állapotba, ha

$$\bar{N}(p) > N(p),$$

azaz, ha

$$\frac{n_e}{(2\pi mkT)^{3/2}} > \frac{2}{h^3}. \quad (4.5.42)$$

Az n_e elektronsűrűség felírható a következőképpen:

$$n_e = \frac{\rho}{\mu m_H}, \quad (4.5.43)$$

ahol μ az átlagos molekulatömeg, és m_H a proton tömege. Ez utóbbit felhasználva az elektrongáz elfajulásának (5.4.42) feltétele (kis p értékek esetén) a következő alakú:

$$\rho > \frac{2}{h^3} (2\pi mkT)^{3/2} \mu m_H = 8,1 \cdot 10^{-9} \mu T^{3/2}.$$

A Nap centrumában $T \approx 10^7$ K és $\mu \approx 2$, amiből (4.5.43) alapján $\rho \gg 100$ g/cm³ tehát itt nincs degeneráció. Ha viszont a fehér törpecsillagokra inkább jellemző $T \approx 10^8$ K-t vesszük, akkor már $\rho \approx 15$ g/cm³ felett teljesül a degeneráció bekövetkezésének feltétele. Mivel a fehér törpékben $10^8 \dots 10^9$ g/cm³ a sűrűség, belsejükben teljes degeneráció áll fenn. Teljesen degenerált gázok esetén az elektronok impulzus szerinti eloszlását a (4.5.40) formula adja meg.

Tegyük fel, hogy $p \leq p_0$ impulzusok esetén minden kvantumcella be van töltve ennél nagyobb impulzusok viszont nincsenek. (Ez a $T=0$, vagy $\rho = \infty$ határesetnek felel meg.) Ekkor $N(p)$ a következő alakú:

$$N(p) = \begin{cases} \frac{8\pi p^3}{h^3}, & \text{ha } p \leq p_0 \\ 0, & \text{ha } p > p_0. \end{cases} \quad (4.5.44)$$

A térfogategységre eső összes elektronok száma így módon:

$$n_e = \int_0^{p_0} \frac{8\pi p^2}{h^3} dp = \frac{8\pi p_0^3}{3h^3}. \quad (4.5.45)$$

A fehér törpecsillagok belsejében az is előfordul, hogy a p_0 -hoz tartozó v_p sebesség már a fénysebesség közelébe esik, azaz relativisztikus formulával kell számoljunk. A speciális relativitáselmélet értelmében ekkor

$$v_p = \frac{p}{m} \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{p}{mc}\right)^2}}.$$

Számítsuk most ki az elektronok P_e nyomását, azaz az elektronok impulzusáram-sűrűségét:

$$\begin{aligned}
 P_e &= \frac{1}{3} \int_0^{p_0} N(p) p v_p dp = \frac{1}{3} \int_0^{p_0} \frac{8\pi p^2}{h^3} p \frac{p}{m} \frac{dp}{\sqrt{1 + \left(\frac{p}{mc}\right)^2}} = \\
 &= \frac{8\pi}{3h^3 m} \int_0^{p_0} p^4 \frac{dp}{\sqrt{1 + \left(\frac{p}{mc}\right)^2}}. \quad (4.5.46)
 \end{aligned}$$

Mint könnyen látható, integrálás után (4.5.46) a következőképpen is írható:

$$P_e = A f(x),$$

ahol

$$x = \frac{p_0}{mc},$$

$$A = \frac{\pi m^5 c^4}{3h^3},$$

és

$$f(x) = (1 + x^2)^{1/2} x(2x^2 - 3) + 3 \operatorname{arsh} x. \quad (4.5.47)$$

Relativisztikus esetben, amikor $x \gg 1$:

$$f(x) \approx 2x^4.$$

Nem relativisztikus esetben, vagyis ha $x \ll 1$:

$$f(x) \approx \frac{8}{5} x^5.$$

(4.5.43)-at és (4.5.45)-öt felhasználva:

$$Q = \mu m_H \frac{8\pi p_0^3}{3h^3} = \frac{8\pi \mu m_H}{3h^3} m^3 c^3 x^3 = 9,82 \cdot 10^5 \mu x^3. \quad (4.5.48)$$

(4.5.47)-ből és (4.5.48)-ból relativisztikus esetben

$$P_e = A f(x) = K_1 Q^{4/3}, \quad (4.5.49)$$

és nem relativisztikus esetben

$$P_e = A f(x) = K_2 Q^{5/3}, \quad (4.5.50)$$

ahol K_1 és K_2 az átlagos molekulatöletről is függő konstansok.

A (4.5.49) formula az $n=3$ -hoz, a (4.5.50) formula pedig az $n=\frac{3}{2}$ -hez tartozó politropmodellert jelenti. A fehér törpecsillagok belsejében lévő gázra érvényes állapotegyenlet tehát

$$P = K Q^\gamma$$

alakú, ahol

$$\frac{4}{3} \cong \gamma \cong \frac{5}{3}.$$

Ha a relativisztikus eset valósul meg a fehér törpecsillagok belsejében (ami joggal feltételezhető), akkor ezeknek a csillagoknak a szerkezetét az $n=3$ -hoz tartozó politropmodell írja le. Mint már a 4.5.3. fejezetben említettük, e csillagok csak M_k -nál kisebb tömeg esetében lehetnek stabilisak, nagyobb tömeg esetén gravitációs kollapszus következik be. A kritikus M_k tömeg (4.5.38) szerint a következő:

$$M_k = 4\pi S \left[\frac{K}{\pi G} \right]^{3/2}.$$

Ha K értékét a (4.5.49) formulában lévő K_1 konstanssal tesszük egyenlővé, akkor

$$M_k = \frac{5,75}{\mu^2} M_\odot,$$

ahol M_\odot a Nap tömegét jelöli. μ értéke a csillagok belsejében közelítőleg 2-nel vehető, így a kritikus csillagtömeg fehér törpecsillagokra:

$$M_k = 1,44 M_\odot. \quad (4.5.51)$$

Ezt az értéket *Chandrasekhar-féle határnak* nevezzük. Felfedezéséért S. CHANDRASEKHAR 1983-ban Nobel-díjat kapott.

Ha pontosabb számításokat végzünk és minden körülményt tekintetbe veszünk a *Chandrasekhar-féle határra* a (4.5.51)-ben megadott számértéknél valamivel nagyobb értéket kapunk:

$$M_k \approx 2M_\odot.$$

Azok a csillagok tehát, amelyeknek a tömege abban az időszakban, amikor leál a nukleáris energiatermelés, két Nap-tömegnél nagyobb, gravitációs kollapszuson mennek át, azaz szupernovarobbanás következik be. A *Chandrasekhar-féle határnál* kisebb tömegű csillagok „fejlődése” a fehér törpe állapotba torkollik, majd feltehetően fekete törpe lesz belőlük. Ez utóbbiakról azonban — mivel nem sugároznak — semmit sem tudunk.

4.6. A csillagok stabilitása

A csillagok stabilitását a viriál-tétel alapján lehet vizsgálni. Mivel a csillagok egy része (például az A_p csillagok) erős mágneses térrel rendelkezik, a viriál-tételt egy mágnesezett gázgömb esetére fogjuk levezetni.

Feltesszük, hogy a csillag gömbszimmetrikus, vagyis minden állapotváltozó csak a csillag középpontjától mért r távolságtól függ.

Írjuk fel a mozgásegyenletet:

$$\rho \frac{dv}{dt} = \rho \text{grad } \varphi - \text{grad } P + \frac{1}{4\pi} \text{rot } H \times H, \quad (4.6.1)$$

ahol φ a gravitációs potenciált, H a mágneses fluxussűrűséget jelöli. A vektoranalízisből ismert, hogy

$$\frac{1}{2} \text{grad } H^2 = (\mathbf{H} \text{ grad}) \mathbf{H} - \text{rot } \mathbf{H} \times \mathbf{H}.$$

Ezt a mozgásegyenletbe beírva:

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \rho \text{ grad } \varphi - \text{grad } P - \text{grad } \frac{H^2}{8\pi} + \frac{1}{4\pi} (\mathbf{H} \text{ grad}) \mathbf{H},$$

vagy:

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \rho \text{ grad } \varphi - \text{grad} \left(P + \frac{H^2}{8\pi} \right) + \frac{1}{4\pi} (\mathbf{H} \text{ grad}) \mathbf{H}.$$

Szorozzuk meg egyenletünket \mathbf{r} -rel, és integráljuk a csillag teljes térfogatára. Ekkor a bal oldal:

$$\int_V \rho \mathbf{r} \frac{d\mathbf{v}}{dt} dV = \int_0^M \mathbf{r} \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} dm = \frac{1}{2} \frac{d^2}{dt^2} \int_0^M r^2 dm - \int_0^M \dot{r}^2 dm = \frac{1}{2} I - 2W_m, \quad (4.6.2)$$

ahol I a csillag tehetetlenségi nyomatéka, W_m a makroszkopikus mozgásokból adódó kinetikus energia. Így tehát (4.6.2) a következőképpen írható:

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} I - 2W_m &= - \int_V \mathbf{r} \text{ grad} \left(P + \frac{H^2}{8\pi} \right) dV + \\ &+ \frac{1}{4\pi} \int_V \mathbf{r} (\mathbf{H} \text{ grad}) \mathbf{H} dV + \int_V \mathbf{r} \text{ grad } \varphi \cdot \rho dV. \end{aligned} \quad (4.6.3)$$

A (4.6.3) egyenlet jobb oldalán szereplő kifejezéseket számítsuk ki külön-külön. A harmadik tag (3):

$$(3) = \int_0^M \mathbf{r} \text{ grad } \varphi dm.$$

Vegyük tekintetbe, hogy

$$\mathbf{r} \parallel \text{grad } \varphi$$

és

$$\text{grad } \varphi = \frac{\partial \varphi}{\partial r} = -G \frac{M(r)}{r^2},$$

tehát

$$(3) = - \int_0^M G \frac{M(r)}{r} dm = W_g.$$

Az első tag (1):

$$(1) = - \int_V \mathbf{r} \text{ grad} \left(P + \frac{H^2}{8\pi} \right) dV.$$

Legyen

$$P + \frac{H^2}{8\pi} = \lambda.$$

Ekkor

$$\operatorname{div}(\mathbf{r}\lambda) = \mathbf{r} \operatorname{grad} \lambda + \lambda \operatorname{div} \mathbf{r} = \mathbf{r} \operatorname{grad} \lambda + 3\lambda,$$

vagyis

$$\mathbf{r} \operatorname{grad} \lambda = \operatorname{div}(\mathbf{r}\lambda) - 3\lambda.$$

Így tehát

$$\begin{aligned} (1) &= - \int_V \operatorname{div}(\mathbf{r}\lambda) dV + \int_V 3\lambda dV = - \int_F \mathbf{r}\lambda df + 3 \int_V \lambda dV = \\ &= - \int_F \mathbf{r} \left(P + \frac{H^2}{8\pi} \right) df + 3 \int_V P dV + 3 \int_V \frac{H^2}{8\pi} dV. \end{aligned}$$

Mivel $\frac{H^2}{8\pi}$ a mágneses tér energiasűrűsége,

$$\int_V \frac{H^2}{8\pi} dV = \mathfrak{M},$$

ahol \mathfrak{M} a csillag mágneses energiája. A termodinamika értelmében:

$$\int_V P dV = (\gamma - 1)\mathfrak{E},$$

ahol γ a specifikus fajhőhányados, és \mathfrak{E} a gáz belső energiája.

A csillag mikroszkopikus kinetikus energiája, mint tudjuk:

$$W_{\text{mik}} = \frac{3}{2}(\gamma - 1)\mathfrak{E}.$$

Az összes nyomás:

$$P + \frac{H^2}{8\pi},$$

a gáznyomás és a mágnesesnyomás összege, amelyről joggal feltételezhetjük, hogy a csillag felszínén zérus. Így

$$\int_F \mathbf{r} \left(P + \frac{H^2}{8\pi} \right) df = 0.$$

Ily módon a (4.6.3) egyenlet jobb oldalán lévő első tag a következőképpen írható:

$$(1) = 3(\gamma - 1)\mathfrak{E} + 3\mathfrak{M}.$$

A (4.6.3) egyenlet jobb oldalán lévő második tag (2) kiszámításához végezzük el a következő mellékszámítást:

$$\begin{aligned} \operatorname{div}[\mathbf{H}(\mathbf{H}\mathbf{r})] &= (\mathbf{H}\mathbf{r}) \operatorname{div} \mathbf{H} + (\mathbf{H} \operatorname{grad})(\mathbf{H}\mathbf{r}) = \mathbf{r}(\mathbf{H} \operatorname{grad})\mathbf{H} + \\ &+ \mathbf{H}(\mathbf{H} \operatorname{grad})\mathbf{r} = \mathbf{r}(\mathbf{H} \operatorname{grad})\mathbf{H} + H^2, \end{aligned}$$

hiszen a *Maxwell*-egyenletek értelmében:

$$\operatorname{div} \mathbf{H} = 0.$$

Ily módon:

$$\mathbf{r}(\mathbf{H} \operatorname{grad})\mathbf{H} = \operatorname{div} [\mathbf{H}(\mathbf{H}\mathbf{r})] - H^2,$$

tehát

$$(2) = \frac{1}{4\pi} \int_V \operatorname{div} [\mathbf{H}(\mathbf{H}\mathbf{r})] dV - \frac{1}{4\pi} \int_V H^2 dV = \frac{1}{4\pi} \int_F \mathbf{H}(\mathbf{H}\mathbf{r}) d\mathbf{f} - 2 \int_V \frac{H^2}{8\pi} dV = -2\mathfrak{M},$$

hiszen a csillag felületén a $\mathbf{H} = 0$. A viriál-tétel alakja tehát mágneses tér jelenléte esetében:

$$\frac{1}{2} I = 2W_m + W_g + 3(\gamma - 1)\mathfrak{E} + \mathfrak{M}. \quad (4.6.4)$$

Abban az esetben, ha a csillagban nincs mágneses tér, akkor (4.6.4) speciális esete a viriál-tétel szokásos alakja:

$$\frac{1}{2} I = 2W_m + W_g + 3(\gamma - 1)\mathfrak{E}, \quad (4.6.5)$$

vagy tekintetbe véve, hogy

$$3(\gamma - 1)\mathfrak{E} = 2W_{mik},$$

$$\frac{1}{2} I = 2W_m + 2W_{mik} + W_g = 2W_k + W_g, \quad (4.6.6)$$

ahol W_k az összes kinetikus energiát jelöli.

Tekintsük először a csillag stabilitásának feltételét abban az esetben, ha nincs mágneses tér. Ekkor a (4.6.6) egyenletből indulhatunk ki. Ha a csillag E összenergiája állandó, akkor

$$E = W_g + W_k = \text{konstans}.$$

Ha a csillag stabilis, nyugalomban van, akkor $I=0$, azaz (4.6.6) segítségével az összenergia következőképpen írható:

$$E = W_g + W_k = W_k - 2W_k = -W_k = \frac{1}{2} W_g. \quad (4.6.7)$$

A (4.6.6) összefüggésből világos, hogy ha a csillag például felmelegszik, akkor W_k növekszik, és W_g csökken. Ugyanolyan tömeg mellett ez csak úgy képzelhető el, ha a csillag méretei is csökkennek. Hasonlóan igaz az is, hogy a csillag összehúzódása W_g csökkenéséhez vezet, ami a csillag felmelegedését eredményezi (ha a makroszkopikus mozgások kinetikus energiája elhanyagolható).

Ha most a viriál-tétel (4.6.5) alakjából indulunk ki és feltételezzük, hogy a csillag nyugalomban van ($I=0$ és $W_m=0$), továbbá felhasználjuk, hogy

$$E = W_g + \mathfrak{E},$$

akkor a következő egyenlőséghez jutunk:

$$E = W_g \left[1 - \frac{1}{3(\gamma-1)} \right] = -\frac{3\gamma-4}{3(\gamma-1)} |W_g|, \quad (4.6.8)$$

hiszen W_g értelemszerűen mindig negatív.

Ha a (4.6.8) egyenletben

$$\gamma > \frac{4}{3},$$

akkor a csillag összenégiája $E < 0$, ha viszont

$$\gamma < \frac{4}{3},$$

akkor $E > 0$.

Tegyük fel, hogy

$$E = W_k + W_g \cong a > 0.$$

Mivel $W_k > 0$, igaz a következő összefüggés is:

$$\frac{1}{2} I = 2W_k + W_g \cong a > 0.$$

Ezt integrálva idő szerint:

$$\frac{1}{2} \dot{I} \cong at + b,$$

ahol a és b konstansok.

Utóbbi egyenletünk azt jelenti, hogy valamilyen $t > t_1$ időpont után I pozitív lesz vagyis ettől kezdve I határtalanul növekszik. Ez azt jelenti, hogy a csillag instabil. Abban az esetben, ha a csillagot alkotó gáz anyagának specifikus fajhőhányadosa $4/3$ -nál kisebb, a csillag instabil lesz.

Ez persze nem jelenti, hogy $\gamma > 4/3$ esetében a csillag feltétlenül stabil. Ha a csillagban például mágneses tér is van, akkor a csillag akkor is lehet instabil, ha egyébként $\gamma > 4/3$. Induljunk most ki a (4.6.4) egyenletből. Az előző gondolatmenet ebben az esetben is végigkövethető, pusztán W_g helyett mindenütt $W_g + \mathfrak{M}$ -et kell írunk. Így a (4.6.8) egyenlet helyett most a következő összefüggéshez jutunk.

$$E = -\frac{3\gamma-4}{3(\gamma-1)} (|W_g| - \mathfrak{M}). \quad (4.6.9)$$

E akkor is lehet negatív, ha $\gamma > 4/3$, de

$$\mathfrak{M} > |W_g|.$$

Elég nagy mágneses energia esetén tehát a csillag instabil lehet. Ez az eset azonban csak ritkán következhet be. Becsüljük most meg a mágneses instabilitás feltételét.

Ha a csillag homogén sűrűségeloszlású, akkor mint könnyen látható:

$$W_g = \frac{3}{5} \frac{GM^2}{R},$$

ahol M a csillag tömege, R a sugara, G a gravitációs állandó. Ha a csillagban homo

gén mágneses tér van, akkor

$$\mathfrak{M} = \int_V \frac{H^2}{8\pi} dV = \frac{H^2 R^3}{6}.$$

Az instabilitás feltétele így

$$\frac{H^2 R^3}{6} < \frac{3}{5} G \frac{M^2}{R},$$

amiből:

$$H > \sqrt{\frac{18}{5} \frac{GM^2}{R^4}} \approx 2 \cdot 10^8 \frac{M}{M_\odot} \left(\frac{R_\odot}{R} \right)^2,$$

ahol a \odot jel ismét a Nap adatára utal. Képletünkéből látszik, hogy a Nap akkor lenne mágnesesen instabil, ha mágneses fluxussűrűsége $2 \cdot 10^4$ T volna. A Nap mágneses tere semmilyen hatással sincs a stabilitására. Hasonló becsléssel kimutathatjuk, hogy az *A* típusú csillagok mágneses instabilitásához $H \approx 3 \cdot 10^3$ T, a vörös óriáscsillagokéhoz pedig $H \approx 1$ T mágneses fluxussűrűség tartozik. A mágneses instabilitás tehát elsősorban a vörös óriáscsillagok esetében jöhet szóba, bár nem ismerünk olyan vörös óriást, amelyről feltételezhető lenne, hogy ilyen erős mágneses tere van.

4.7. A csillagok pulzációelméletének elemei

D. FABRICIUS 1596-ban észrevette, hogy az *o Ceti* nevű csillag (közismert nevén *Mira*) periodikusan változtatja a fényességét. Azóta több tízezer változócsillagot fedeztek fel és katalogizáltak. A változócsillagokat (lásd részletesen a 4.12. fejezetben) mintegy két tucat különböző osztályba lehet sorolni. A változócsillagok egyik (talán legfontosabb) osztályát az úgynevezett *pulzáló változócsillagok* alkotják. Ezekre jellemző, hogy a színeképükben lévő abszorpciós vonalak oly módon változtatják a hullámhosszukat, hogy azt csak a csillag sugarának periodikus változásával lehet értelmezni. Ezek a csillagok tehát folyamatosan összehúzódnak, kitágulnak, vagy más kifejezéssel: pulzálnak. A pulzáció csak úgy lehetséges, ha valamilyen hatásra a csillag a rá jellemző valamelyik sajátfrekvencián berezonál.

A csillag sajátfrekvenciáinak kiszámításával és a rezgés fennmaradásának kérdéseivel foglalkozik a *pulzációelmélet*. A legegyszerűbb esetben a csillag radiálisan pulzál, tehát az egyes tömegelemek elmozdulása mindig sugárirányban történik. Az utóbbi évek megfigyelései azonban kimutatták, hogy a csillagok (és a Nap) nemradiális pulzációt is végeznek. Először a klasszikus radiális pulzációelmélettel foglalkozunk, majd röviden összefoglaljuk a nemradiális pulzációelmélet legfontosabb eredményeit is.

4.7.1. A pulzáció Eddington-féle klasszikus elmélete

A pulzációelmélet alapjait 1879-ben A. AUGUST RITTER német fizikus rakta le, majd századunk 20-as éveiben A. S. EDDINGTON fejlesztette tovább. A radiális pulzáció elméletében alapvető fontosságú még S. ROSSELAND és P. LEDOUX munkássága is. A következőkben az *Eddington-féle* pulzációelméletet fogjuk ismertetni.

Tegyük fel, hogy a csillag gömbszimmetrikus, nem forog, stacionárius, és anyaga a hidrosztatikai egyensúly állapotában van — úgy, ahogy azt a 4.5. fejezet elején

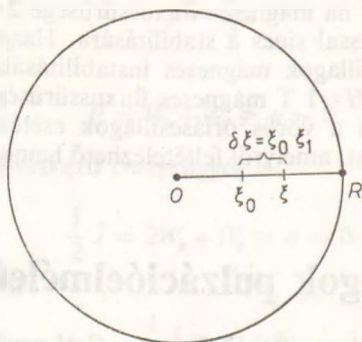
is tettük. Tegyük fel azt is, hogy a csillag belsejében az állapotváltozások adiabatikusak, vagyis a P nyomás és a ρ sűrűség között a következő összefüggés áll fent:

$$P = K\rho^\gamma, \quad (4.7.1)$$

ahol K és γ konstansok.

Legyen a csillag egyensúlyi helyzetében egy tömegelem ξ_0 távolságra a csillag centrumától. Jelöljük a ξ_0 helyen a különböző állapotjellemzőket szintén zérus indexszel, így például a nyomást P_0 -val, a sűrűséget ρ_0 -val, a hőmérsékletet T_0 -val stb.

A pulzáció folyamán az eredetileg a ξ_0 helyen lévő tömegelem elmozdul. Jelöljük a tömegelemnek a csillag középpontjától mért (időtől is függő) távolságát ξ -vel, és vezessük be a $\delta\xi$ és ξ_1 függvényeket a következőképpen (4.46. ábra):



4.46. ábra. A pulzáció $\delta\xi$ kitérésének értelmezése

$$\delta\xi = \xi - \xi_0 = \xi_0 \xi_1. \quad (4.7.2)$$

Hasonló módon definiálhatjuk a P nyomás és a ρ sűrűség megváltozását is:

$$\delta P = P - P_0 = P_0 P_1, \quad (4.7.3)$$

$$\delta\rho = \rho - \rho_0 = \rho_0 \rho_1.$$

Feltesszük, hogy a pulzáció infinitezimális, vagyis

$$\delta\xi \ll 1, \quad \delta P \ll 1, \quad \delta\rho \ll 1 \quad \text{stb.} \quad (4.7.4)$$

A csillag anyagára érvényes a kontinuitási egyenlet, ami esetünkben a következőképpen is írható:

$$\rho_0 \xi_0^2 d\xi_0 = \rho \xi^2 d\xi, \quad (4.7.5)$$

vagy ennek logaritmikusan differenciálja:

$$\frac{d\rho}{\rho_0} + 2\frac{d\xi}{\xi_0} + \frac{d\delta\xi}{d\xi_0} = 0. \quad (4.7.6)$$

(4.7.1)-ből és (4.7.3)-ból könnyen kaphatjuk, hogy

$$P_1 = \gamma \rho_1. \quad (4.7.7)$$

Tekintettel arra, hogy (4.7.3)-ból

$$\varrho_1 = \frac{\delta \varrho}{\varrho_0},$$

(4.7.6) felhasználásával (4.7.7)-et a következő alakra hozhatjuk:

$$P_1 = -\gamma \left(3\xi_1 + \zeta_0 \frac{d\xi_1}{d\xi_0} \right). \quad (4.7.8)$$

A hidrosztatikai egyensúly feltételezése miatt felírható a következő összefüggés:

$$\frac{dP}{d\xi} = -\varrho a,$$

ahol a a gyorsulást jelenti, amely most a g gravitációs gyorsulásból és a pulzáció miatti mozgásból adódó gyorsulásból tevődik össze, vagyis

$$a = g + \frac{d^2 \xi}{dt^2}.$$

Ily módon (4.7.2) felhasználásával:

$$\frac{1}{\varrho} \frac{dP}{d\xi} = -g - \frac{d^2 \xi}{dt^2} = -g - \frac{d^2}{dt^2} (\zeta_0 + \zeta_0 \xi_1) = -g - \zeta_0 \frac{d^2 \xi_1}{dt^2}. \quad (4.7.9)$$

EDDINGTON nyomán feltesszük, hogy a csillag rezgését egy koszinuszfüggvény segítségével lehet leírni, vagyis

$$\xi_1 = A \cos \nu t, \quad (4.7.10)$$

ahol A a rezgés amplitúdója és ν a frekvenciája. Ismeretes, hogy a rezgés Π periódusára fennáll a

$$\Pi = \frac{2\pi}{\nu}. \quad (4.7.11)$$

összefüggés. Nyilván a többi állapotjelző (P , ϱ , T stb.) is ν frekvenciával változik. (4.7.10)-et (4.7.9)-be helyettesítve a következő egyenlethez jutunk:

$$\frac{1}{\varrho} \frac{dP}{d\xi} = -g + \zeta_0 \nu^2 \xi_1,$$

amiből (4.7.5) felhasználásával a következő egyenletet kapjuk:

$$\frac{1}{\varrho_0 \xi_0^2} \frac{dP}{d\xi_0} = -\frac{g}{\xi_0^2} + \nu^2 \frac{\xi_0 \xi_1}{\xi_0^2}. \quad (4.7.12)$$

Számítsuk most ki a (4.7.12) egyenlet bal oldalán lévő kifejezést, felhasználva (4.7.3)-t:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\varrho_0 \xi_0^2} \frac{dP}{d\xi_0} &= \frac{1}{\varrho_0 \xi_0^2} \frac{d}{d\xi_0} (P_0 + P_0 P_1) = \frac{1}{\varrho_0 \xi_0^2} \frac{dP_0}{d\xi_0} + \frac{1}{\varrho_0 \xi_0^2} \frac{d\delta P}{d\xi_0} = \\ &= -\frac{g_0}{\xi_0^2} + \delta \left(-\frac{g}{\xi_0^2} + \nu^2 \frac{\xi_0 \xi_1}{\xi_0^2} \right), \end{aligned}$$

vagy másképpen:

$$\frac{1}{\varrho_0 \xi_0^2} \frac{d(P_0 P_1)}{d\xi_0} = \delta \left(-\frac{g}{\xi^2} + v^2 \frac{\xi_0 \xi_1}{\xi^2} \right). \quad (4.7.13)$$

A (4.7.13) egyenlet jobb oldalán lévő első tagot a következőképpen számíthatjuk ki. Mivel a csillag gömbszimmetrikus tömegeloszlású,

$$g = G \frac{M_\xi}{\xi^2},$$

ahol G a gravitációs állandó, M_ξ pedig a ξ sugarú gömb belsejében lévő anyag tömege. Fejtsük $\delta \left(\frac{g}{\xi^2} \right)$ -et $\delta \xi$ szerint *Maclaurin*-sorba és mivel $\delta \xi$ infinitezimális, csak az első tagot vegyük figyelembe. Így

$$\begin{aligned} \delta \left(\frac{g}{\xi^2} \right) &= \left[\frac{d}{d\xi} \left(\frac{g}{\xi^2} \right) \right]_{\xi=\xi_0} \delta \xi = \\ &= \left[\frac{d}{d\xi} \left(G \frac{M_\xi}{\xi^4} \right) \right]_{\xi=\xi_0} \delta \xi = -4 \frac{M_{\xi_0}}{\xi_0^5} \xi_0 \xi_1 = -\frac{4g_0}{\xi_0^2} \xi_1. \end{aligned} \quad (4.7.14)$$

(4.7.14)-et írjuk most be a (4.7.13) egyenletbe. Kis számítás után kapjuk, hogy

$$\frac{1}{\varrho_0 \xi_0^2} \frac{d(P_0 P_1)}{d\xi_0} = \frac{4g_0}{\xi_0^2} \xi_1 + \frac{v^2}{\xi_0} \xi_1,$$

vagy

$$\frac{d(P_0 P_1)}{d\xi_0} = \varrho_0 (4g_0 + v^2 \xi_0) \xi_1. \quad (4.7.15)$$

A (4.7.15) egyenlet bal oldalát a hidrosztatikai egyensúly feltételeit felhasználva a következőképpen is írhatjuk:

$$\frac{d(P_0 P_1)}{d\xi_0} = P_0 \frac{dP_1}{d\xi_0} - P_1 g_0 \varrho_0.$$

(4.7.8)-at felhasználva a (4.7.15) egyenlet a következő alakú:

$$-\gamma P_0 \frac{d}{d\xi_0} \left(3\xi_1 + \xi_0 \frac{d\xi_1}{d\xi_0} \right) + \gamma \varrho_0 g_0 \left(3\xi_1 + \xi_0 \frac{d\xi_1}{d\xi_0} \right) = \varrho_0 \xi_1 (4g_0 + v^2 \xi_0).$$

Elvégezve a differenciálást, egyszerű algebrai átalakítások után a következő differenciálegyenlethez jutunk:

$$\frac{d^2 \xi_1}{d\xi_0^2} + \frac{d\xi_1}{d\xi_0} \frac{4\gamma P_0 - \gamma \varrho_0 g_0 \xi_0}{\gamma P_0 \xi_0} - \xi_1 \frac{g_0 \varrho_0}{P_0 \xi_0} \left(3 - \frac{4}{\gamma} \right) + \frac{v^2 \varrho_0 \xi_1}{\gamma P_0} = 0. \quad (4.7.16)$$

Vezessük be a következő szokásos jelöléseket:

$$\begin{aligned}\mu &= \frac{\rho_0 \xi_0 \zeta_0}{P_0}, \\ 3 - \frac{4}{\gamma} &= \alpha, \\ \frac{v^2}{\gamma} \frac{\rho_0}{P_0} &= \omega^2.\end{aligned}\tag{4.7.17}$$

Új jelölésünkkel a pulzáció (4.7.16) differenciálegyenlete a következő alakú lesz:

$$\frac{d^2 \xi_1}{d\xi_0^2} + \frac{4-\mu}{\xi_0} \frac{d\xi_1}{d\xi_0} + \left(\omega^2 - \alpha \frac{\mu}{\xi_0^2} \right) \xi_1 = 0\tag{4.7.18}$$

A (4.7.18) egyenlet a *pulzáció Eddington-féle differenciálegyenlete*. Megoldása folyamán meg kell állapítanunk, hogy az egyenletnek különböző α értékek esetében milyen v frekvenciaértékek mellett van megoldása és hogy milyenek a ξ_1 függvények. α megadása tulajdonképpen a politropindex megadását jelenti. EDDINGTON a differenciálegyenletet numerikusan oldotta meg. $\alpha=0,2$ esetében (a politropindex: $n=2\frac{1}{3}$) például numerikusan megoldotta a (4.7.18) egyenletet $\omega^2=0,055, 0,060$ és $0,065$ esetére. Úgy találta, hogy ξ_1^* értéke $\omega^2=0,060$ esetében lesz a csillag sugárjának megfelelő ξ_0 -nál éppen zérus. Ez a megfelelő megoldás, mert a hullámmozgásnak a csillag felszínén csomópontja van. Így $\alpha=0,2$ esetében az $\omega^2=0,060$ értékhez tartozó v frekvenciánál van megoldás. Különböző α értékekre a számolást elvégezve, EDDINGTON a következő empirikus összefüggéshez jutott:

$$\omega^2 \approx 0,3\alpha.\tag{4.7.19}$$

Politropmodell esetében (lásd a 4.5. fejezetet):

$$\frac{\rho}{\rho_c} = u^n$$

és

$$\frac{P}{P_c} = u^{n+1},$$

ahol a c index a középponti sűrűséget és nyomást jelenti, n pedig dimenzió nélküli változó. Így (4.7.17)-ből:

$$\omega^2 = \frac{v^2}{\gamma} \frac{1}{u} \left(\frac{\rho_0}{P_0} \right)_c.$$

Az $n=3$ -hoz tartozó politropmodellét használva (lásd pl. A. S. EDDINGTON: *Innere Aufbau der Sterne*, 233. oldal) kis számolás után kaphatjuk, hogy ebben az esetben:

$$\omega^2 = \frac{v^2}{\pi G \gamma \rho_c},$$

ahol G a gravitációs állandó. (4.7.11)-et ide helyettesítve és felhasználva (4.7.19)-et,

kapjuk, hogy

$$\Pi^3 \varrho_c = \frac{10}{3} \frac{4\pi}{G\gamma\alpha},$$

vagy másképpen

$$\Pi \sqrt{\varrho_c} = 25\,080(\gamma\alpha)^{-1/2}.$$

Ha a pulzáció periódusát napokban, a középponti sűrűséget g/cm^3 -ben mérjük, akkor a formula a következő alakú:

$$\Pi \sqrt{\varrho_c} = 0,290(\gamma\alpha)^{-1/2}. \quad (4.7.20)$$

Így a rezgési periódus és a középponti sűrűség négyzetgyökének szorzata konstans. EDDINGTON félempirikus úton először vezette le a (4.7.20) formulát, amely a pulzáló változócsillagok elméletének legfontosabb összefüggése. Mint ezt később látni fogjuk, ezt a formulát bizonyos feltételek mellett egzakt módon is le lehet vezetni.

A (4.7.20) formula jobb oldalán $\alpha=0,2$ -t véve, $0,5$ körüli értéket kapunk. A következő táblázatban megadjuk a különböző típusú pulzáló változócsillagok (4.7.20) formula alapján becsült periódusát:

Csillagtípus	ϱ_c	Π
Neutroncsillag	10^{15}	$1,5 \cdot 10^{-8}$ s
Fehér törpe	10^7	15 s
RR Lyrae csillagok	1	0,5 nap
δ Cephei csillagok	10^{-8}	17 nap

A táblázatból kitűnik, hogy a kapott periódusértékek — legalábbis nagyságrendileg — megfelelnek a fényváltozás megfigyelt periódusának, tehát a pulzáció *Ed-dington*-féle elmélete viszonylag jól illeszkedik az észlelésekhez.

A (4.7.20) formulát többféle nem egzakt eljárással is le lehet vezetni. A következőkben bemutatjuk, hogy miképpen lehet dimenzióanalízissel a formula létére következtetni.

A csillag R sugara, g felszíni gravitációs gyorsulása és Π pulzációs periódusa között feltétlenül van valamilyen összefüggés, tehát:

$$\Pi = A g^\alpha R^\beta, \quad (4.7.21)$$

ahol A , α és β konstansok.

Mivel Π -t s-ben, g -t ms^{-2} -ban, R -et m-ben mérjük, igaz a következő összefüggés:

$$s = m^{\alpha+\beta} s^{-2\alpha}.$$

A (4.7.21) egyenlet a dimenziókat tekintve csak akkor lehet helyes, ha

$$\alpha + \beta = 0$$

és

$$1 = -2\alpha,$$

vagyis

$$\alpha = -\frac{1}{2}$$

$$\beta = \frac{1}{2}.$$

Vegyük tekintetbe, hogy a g felszíni gravitációs gyorsulás a következőképpen írható fel:

$$g = G \frac{M}{R^2},$$

ahol M a csillag tömege, G a gravitációs állandó. Ezt felhasználva, (4.7.21) a következőképpen írható:

$$\Pi = A \left(\frac{GM}{R^2} \right)^{-\frac{1}{2}} R^{\frac{1}{2}} = AG^{-\frac{1}{2}} \left(\frac{M}{R^3} \right)^{-\frac{1}{2}} = B\bar{\varrho}^{-\frac{1}{2}},$$

vagy

$$\Pi \sqrt{\bar{\varrho}} = B,$$

ahol $\bar{\varrho}$ a csillag közepes sűrűségét jelenti, B pedig konstans. Mivel — legalábbis a politropmodellekben — $\frac{\bar{\varrho}}{\varrho_c} = \text{konstans}$, a

$$\Pi \sqrt{\varrho_c} = C$$

összefüggés is fennáll, ahol C ismét egy konstans.

4.7.2. A pulzáció Ledoux-féle elmélete

A pulzáció (4.7.18) differenciálegyenlete kis átalakítással a differenciálegyenletek elméletéből ismert formára hozható. Végezzük most el ezt az átalakítást. A (4.7.17) jelöléseket tekintetbe véve, egyszerű algebrai átalakításokkal (4.7.18) a következő alakra hozható:

$$\gamma P_0 \xi_0 \frac{d^2 \xi_1}{d\xi_0^2} + \gamma P_0 (4 - \mu) \frac{d\xi_1}{d\xi_0} + \left[\varrho_0 \xi_0 \left(v^2 + \frac{4\mu P_0}{\varrho_0 \xi_0^2} \right) - 3\gamma P_0 \frac{\mu}{\xi_0} \right] \xi_1 = 0. \quad (4.7.23)$$

(4.7.17) szerint a hidrosztatikai egyensúly feltételét felhasználva:

$$\mu = \frac{g_0 \varrho_0 \xi_0}{P_0} = -\frac{\xi_0}{\gamma P_0} \gamma \frac{dP_0}{d\xi_0} = -\frac{\xi_0}{\gamma P_0} \frac{d(\gamma P_0)}{d\xi_0} = -\frac{\xi_0}{X} \frac{dX}{d\xi_0}, \quad (4.7.24)$$

ha bevezetjük az $X = \gamma P_0$ jelölést. μ azonban másképpen is felírható:

$$\mu = \frac{g_0 \varrho_0 \xi_0}{P_0} = \frac{\xi_0}{P_0} \varrho_0 G \frac{m(\xi_0)}{\xi_0^2} = \frac{\varrho_0 G}{P_0 \xi_0} m(\xi_0). \quad (4.7.25)$$

(4.7.24)-ből és (4.7.25)-ből a következő összefüggéshez jutunk:

$$-\mu X = \xi_0 \frac{dX}{d\xi_0},$$

$$-\frac{3\mu X}{\xi_0} = 3 \frac{dX}{d\xi_0},$$

$$\frac{4\mu}{\varrho_0 \xi_0^2} P_0 = \frac{4G}{\xi_0^3} m(\xi_0).$$

Ez utóbbiakat a (4.7.23) egyenletbe helyettesítve és az egyenlet mindkét oldalát ξ_0^3 -nal megszorozva, a következő egyenlethez jutunk:

$$\begin{aligned} & \xi_0^4 X \frac{d^2 \xi_1}{d\xi_0^2} + 4X \xi_0^3 \frac{d\xi_1}{d\xi_0} + \xi_0^4 \frac{dX}{d\xi_0} \frac{d\xi_1}{d\xi_0} + \\ & + \left[v^2 \xi_0^4 \varrho_0 + 4G \xi_0 \varrho_0 m(\xi_0) + 3\xi_0^3 \frac{dX}{d\xi_0} \right] \xi_1 = 0. \end{aligned}$$

Tovább alakítva:

$$\frac{d}{d\xi_0} \left(\xi_0^4 X \frac{d\xi_1}{d\xi_0} \right) + \left[v^2 \varrho_0 \xi_0^4 + 4G \xi_0 \varrho_0 m(\xi_0) + 3\xi_0^3 \frac{dX}{d\xi_0} \right] \xi_1 = 0. \quad (4.7.26)$$

Vezessük be a következő jelöléseket:

$$\xi_0^4 X \equiv p(x),$$

$$y \equiv \xi_1,$$

$$\xi_0 \equiv x,$$

$$v^2 = \lambda,$$

$$\varrho_0 \xi_0^4 = K(x)$$

$$4G \xi_0 \varrho_0 m(\xi_0) + 3\xi_0^3 \frac{dX}{d\xi_0} = q(x). \quad (4.7.27)$$

Ezekkel a jelölésekkel a (4.7.26) egyenlet a következőképpen írható fel:

$$\frac{d}{dx} \left[p(x) \frac{dy}{dx} \right] + [\lambda K(x) + q(x)] y = 0. \quad (4.7.28)$$

Ez utóbbi a *Sturm—Liuville-féle differenciálegyenlet*. A differenciálegyenletek elmélete szerint a (4.7.28) egyenletnek

$$p(x) \equiv 0$$

és

$$q(x) \equiv 0$$

(4.7.29)

esetén diszkrét

$$0 < \lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3 < \dots$$

sajátértékek esetén van megoldása. Ha a (4.7.29) feltételek nem teljesülnek, a differenciálegyenletnek nincs valós megoldása. Az egyes λ_i sajátértékekhez tartozó y_i

sajátfüggvények a $K(x)$ súlyfüggvényre nézve ortogonális függvényrendszert alkotnak.

A (4.7.29) feltételek teljesülése a (4.7.27) jelölések esetén a következőket jelenti:

$$p(x) = \xi_0^4 X = \xi_0^4 \gamma P_0 \cong 0,$$

ami értelemszerűen teljesül, hiszen fizikailag reális esetben

$$\gamma > 0 \text{ és } P_0 > 0.$$

Továbbá

$$q(x) = 4G\xi_0 \varrho_0 m(\xi_0) + 3\xi_0^3 \frac{dX}{d\xi_0} \cong 0,$$

amiből felhasználva az $X = \gamma P_0$ összefüggést, valamint a hidrosztatikai egyensúlyt kifejező

$$-\varrho_0 g_0 = \frac{dP_0}{d\xi_0}$$

egyenletet, a következő összefüggéshez jutunk:

$$\gamma \cong \frac{4}{3}.$$

Ez azt jelenti, hogy politropmodellek esetében a csillag pulzációsan csak akkor stabilis, ha a politropindex

$$n \cong 3.$$

A Sturm—Liouville-típusú differenciálegyenletek elmélete szerint a legkisebb λ_1 sajátérték a következő formulával adható meg:

$$\lambda_1 = \min_0^R \frac{\int_0^R [p(x)y'^2 - yq(x)] dx}{\int_0^R K(x)y^2 dx}. \quad (4.7.30)$$

A (4.7.27) jelöléseket ide beírva:

$$v_1^2 = \min_0^R \frac{\int_0^R \left\{ \xi_0^4 X \left(\frac{d\xi_1}{d\xi_0} \right)^2 - \xi_1^2 \left[4G\xi_0 \varrho_0 m(\xi_0) + 3\xi_0^3 \frac{dX}{d\xi_0} \right] \right\} d\xi_0}{\int_0^R \varrho_0 \xi_0^4 \xi_1^2 d\xi_0}.$$

ismét tekintetbe véve, hogy $X = \gamma P_0$, algebrai átalakítások után kapjuk, hogy

$$v_1^2 = \min_0^R \frac{\gamma \int_0^R (\xi_0 \xi_1')^2 P_0 dV + (3\gamma - 4) \int_0^M \xi_1^2 \frac{Gm(\xi_0)}{\xi_0} dm(\xi_0)}{\int_0^R \varrho_0 \xi_0^4 \xi_1^2 d\xi_0}. \quad (4.7.31)$$

A csillag Ω gravitációs potenciális energiája a következőképpen írható:

$$-d\Omega = \frac{Gm(r) dm(r)}{r}$$

és

$$\Omega = \int_0^M d\Omega.$$

Az U belső energia:

$$dU = \frac{PdV}{\gamma - 1}$$

és

$$U = \int_0^R dU.$$

A csillag I tehetetlenségi nyomatéka pedig:

$$dI = r^2 dm(r)$$

és

$$I = \int_0^M dI.$$

A belső energiára, a gravitációs potenciális energiára és a tehetetlenségi nyomatéokra kapott utóbbi kifejezéseinket (4.7.31)-be írva, a következő egyenlethez jutunk:

$$v_1^2 = \min \frac{\gamma(\gamma - 1) \int_0^R (\xi_0 \xi_1')^2 dU - (3\gamma - 4) \int_0^R \xi_1^2 d\Omega}{\int_0^R \xi_1^2 dI}. \quad (4.7.32)$$

Abban az esetben, ha a *pulzáció lineáris*, azaz a ξ_1 nyugalmi helyzetétől való kitérés arányos a csillag centrumától mért távolsággal:

$$\xi_1' = 0$$

és

$$\xi_1 = a,$$

ahol a konstans. Ha feltételezzük, hogy a pulzáció lineáris, akkor a (4.7.32) formula a következő egyszerű alakot ölti:

$$v_1^2 = -\frac{(3\gamma - 4)\Omega}{I}. \quad (4.7.33)$$

A (4.7.33) a csillag alaprezgésének frekvenciájára vonatkozó általánosan használt közelítő formula. Itt szeretnénk megjegyezni, hogy a (4.7.33) összenyomhatatlan folyadék esetében pontosan adja vissza a rezgés frekvenciáját.

4.7.3. A nemadiabatikus és nemlineáris pulzáció

Ha nem feltételezzük a pulzációról, hogy lineáris, akkor a (4.7.32) egyenletben a ξ_1 sajátfüggvényekhez tartozó λ_1 sajátértékeket numerikus módszerekkel kell meghatározni. Az egyik szokásos eljárás W. RITZ módszere, amikor ξ_1 -et sorbafejtjük:

$$\xi_1 = \sum_{i=0}^s a_i \xi_0^i,$$

és ezt behelyettesítve a (4.7.32) egyenlet jobb oldalára, az állandók variálásának módszerével keressük meg a függvény minimumát. Ha a (4.7.32) egyenlet jobb oldalán lévő kifejezést J -vel jelöljük, nyilván fenn kell álljon, hogy

$$\frac{\partial J}{\partial a_i} = 0.$$

Az eljárás egy $2s$ -edrendű determinánshoz vezet, amelyből kiszámítható az első s darab sajátfrekvencia. A vázolt számítást itt nem végezzük el, pusztán megadjuk M. SCHWARZSCHILD nyomán (Ap. J. 94, 1941, p. 247.) különböző γ -kra az első és a második felharmonikus periódusának az alaprezgés periódusára vonatkoztatott arányát:

γ	1,43	1,54	1,67
Π_1/Π_0	0,55	0,69	0,74
Π_2/Π_0	0,40	0,51	0,57

A táblázatból kiolvasható, hogy politropmodellekben

$$\frac{\Pi_1}{\Pi_0} \approx 0,6$$

$$\frac{\Pi_2}{\Pi_0} \approx 0,5.$$

A numerikus számítások szerint a ξ_1 sajátfüggvény már nem lineárisan függ a csillag középpontjától mért távolságoktól, hanem a csillag felszíne felé közeledve az amplitúdó a lineárisnál nagyobb mértékben növekedik.

Ha a csillag valamilyen perturbáció hatására a rá jellemző frekvencián rezgésbe lép, akkor ez a rezgés idővel lecsillapodik. Mivel ismerünk olyan pulzáló változót, amely évszázadok óta gyakorlatilag ugyanazzal az amplitúdóval pulzál, léteznie kell egy olyan mechanizmusnak, ami a pulzációt fenntartja, és a sugárzási energiát mechanikai energiává alakítja át. Ilyen mechanizmus az adiabatikus pulzáció elméletében nem kezelhető el, tehát a pulzációelmélet csak akkor írhatja le jól a valóságot, ha nemadiabatikus esetre is kiterjesztjük.

A csillag belsejében — mint a 4.4. fejezetben már láttuk — ionizációs zónák helyezkednek el. A csillag felszínéhez közel található a hidrogén ionizációs zónája, ahol a hidrogén részlegesen ionizált, majd ez alatt található az egyszeresen ionizált hélium He II-zónája. A pulzáció fenntartásában ez a zóna játssza a fő szerepet. A. ZSEVAKIN mutatott rá először arra, hogy amikor a csillag rezgése folyamán összenyomott állapotban van, a He II-zóna héliumatomjai a sugárzás hatására még egyszer ionizálódnak, és így a sugárzás e zóna belső energiáját, azaz hőmérsékletét és nyomását növeli. Ez a nyomásfelesleg mintegy lökést ad a pulzációnak, és a csil-

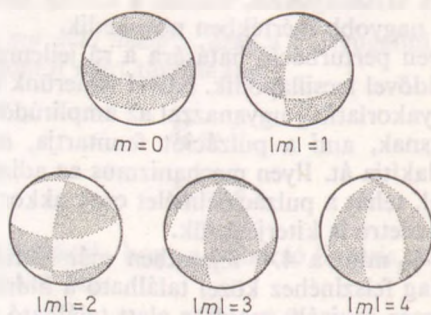
lag (és vele együtt a He II-zóna is) kitágul. A kisebb sűrűségű He II-zóna hélium-atomjai ismét rekombinálnak, és a sugárzás már nem ionizálja őket kétszeresen. Minden összehúzódáskor tehát a He II-zónában a sugárzás energiájának egy része mechanikai energiává alakul át. A He II-zónára jellemző abszorpciós koefficiens (szokásos jelölése: κ) tehát érzékeny a pulzáció következtében bekövetkező állapotváltozásokra. Éppen ezért az előbb említett mechanizmust *kappa-effektusnak* nevezzük.

Ha a kapa-effektust és más nemadiabatikus hatásokat számításba kívánjuk venni, akkor a pulzáció elméletét csak numerikusan dolgozhatjuk ki. R. F. CHRISTY a csillagot 25, ..., 50 külön álló homogén héjra bontotta, és nagy teljesítményű számítógéppel a rezgést több száz perióduson keresztül végigkövette. A számításokból kitűnt, hogy a pulzáció a pulzációelmélettel összhangban nem úgy zajlik le, hogy a csillag egy ideig tágul, majd összehúzódik, hanem egyes részek a csillag középpontja felé mozognak, míg ugyanakkor más részek távolodnak a középponttól. Az emelkedési (illetve süllyedési) sebesség helyenként eléri a hangsebességet, és így lökeshullámok is keletkeznek. A pulzáció *Christy-féle* elmélete jobb egyezésben van a megfigyelésekkel, mint az adiabatikus elmélet. (A *Christy-féle* pulzációelmétről lásd például SZABADOS LÁSZLÓ: Pulzáló változócsillagok című cikkét a Csillagászat Évkönyv 1977. évi kötetében.)

A pulzációelmélet lényegesen elbonyolódik az *Eddington-féle* esethez képest, ha nemradiális jellegű rezgéseket is megengedünk. Ha feltételezzük, hogy a pulzáció infintezimális és adiabatikus, akkor az egyensúlyban levő csillagra egy lineáris parciális differenciálegyenletekből álló egyenletrendszerhez jutunk (lásd például W. UNNO, Y. OSAKI, H. ANDO, H. SHIBAHASHI: Nonradial Oscillations of Stars 1979, 69. o.). A sűrűségparturbációt most a következő, sugártól és a ϑ, φ polárszögektől függő formában keressük:

$$\rho - \rho_0 = \rho^0(r) Y_l^m(\vartheta, \varphi) e^{-i\nu t}, \quad (4.7.34)$$

ahol ν ismét a rezgés frekvenciája, $Y_l^m(\vartheta, \varphi)$ pedig az l és m értékekhez tartozó gömbfüggvény. Minden l értékhez $2l+1$ darab m érték tartozik. Példaként a 4.47 ábrán feltüntettük az $l=4$ esethez tartozó rezgéseket $m=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$ és ± 4 esetben. Az ábrán a vonalkázott részek az átlagosnál nagyobb sűrűségnek, az üres



4.47. ábra. A csillag nemradiális pulzációja $l=4$ esethez tartozó $m=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$ és ± 4 értékek mellett. A vonalkázott részek az átlagosnál nagyobb sűrűségnek, az üres tartományok a kisebb sűrűségnek felelnek meg

tartományok pedig a kisebb sűrűségértékeknek felelnek meg. Az $l=0$ esetnek a csillag korábban már tárgyalt radiális pulzációja felel meg.

Egy adott l érték mellett a differenciálegyenlet-rendszernek csak diszkrét n_1, n_2, \dots frekvenciaértékek esetén van megoldása. A sajátfrekvenciák függetlenek m értékétől. Az n_j, j -edik sajátfrekvenciához tartozó sajátfüggvénynek j darab csomópontja van a csillag belsejében.

A csillagok nemradiális pulzációelmélete szerint tehát különböző típusú hullámok terjednek a csillag belsejében. Ezeknek a hullámoknak két alapvető típusa különböztethető meg. Az egyik fajta a gravitációs jellegű hullám, amelyet g *modus*-nak, a másik fajta pedig a nyomáshullám, amelyet p (pressure) *modus*-nak nevezünk. Szokás még a két fajtát elválasztó f (fundamental) *modus*-ról is beszélni, amely lényegében az alaprezgésnek felel meg.

A nap 5 perces globális oszcillációjának például az $l=0$ -hoz és 1-hez tartozó 17, ..., 29-edrendű p *modusok* feleltethetők meg. (A Nap rezgéseinek pulzációelméleti tárgyalása megtalálható KOVÁCS GÉZA: A Nap oszcillációi című cikkében, Csillagászati Évkönyv 1983, 222. o.)

4.8. A csillagfotoszférák szerkezete

A csillag belsejében keletkező energia a csillag középpontja felől a csillag felszíne felé áramlik. Az energiátanszportnak — mint láttuk — több formája lehetséges: a sugárzás, a vezetés és a konvekció. A vezetés csak a fehér törpecsillagok esetében jelentős, a konvekció azonban a csillagok jelentős részénél egy-egy rétegben jelentős szerephez jut. A legfontosabb szerepe kétségtelenül a sugárzásnak van. Csekély számú kivételtől eltekintve a hideg külső térbe kiáramló energia sugárzás formájában hagyja el a csillagot.

A csillag mélyebb rétegeiben reemittálódó sugárzás nem hagyja el a csillagot, mert a fölötte lévő rétegben abszorbeálódik. A csillag légkörének külső tartományai már olyan kis sűrűségűek, hogy az itt reemittálódó sugárzás már elhanyagolható a csillag egész sugárzásához képest. Van tehát a csillagon egy olyan réteg, amelyben a csillagot elhagyó sugárzás túlnyomóan nagy része (pl. 90%) reemittálódik. Ezt a réteget nevezzük a *csillag fotoszférájának*. A fősorozatbeli csillagok fotoszférája a csillagok méretéhez képest elhanyagolhatóan vékony (a Nap esetében mintegy 400 km). Ezért szokás a csillag fotoszféráját a csillag felszínének is nevezni. A vörös óriáscsillagok fotoszférája már nem elhanyagolhatóan vékony, ezért ezeknél a csillagoknál a fotoszférára kapott eredmények csak átlagértéknek tekinthetők.

Mivel a csillagról jövő fény gyakorlatilag a csillag fotoszférájában keletkezik, a csillagfotoszférák szerkezetének és fizikai tulajdonságainak ismerete elengedhetetlenül szükséges. A következőkben a csillagfotoszférákra vonatkozó legfontosabb ismereteket foglaljuk össze.

4.8.1. Alapfogalmak

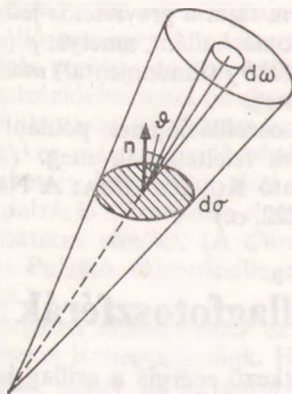
Tekintsünk a csillag fotoszférájában (vagy belsejében) egy $d\sigma$ nagyságú felület-elemet (4.48. ábra), amelynek normális vektora legyen \mathbf{n} . Tekintsünk továbbá egy $d\omega$ nyílásszögű kúpot, melynek tengelye az \mathbf{n} normálissal ϑ szöget zárjon be. A $d\omega$ nyílásszögű kúppal határolt irányban, dt idő alatt, a $v, v+dv$ frekvenciaintervallumban a $d\sigma$ felületelemen keresztül dE_v sugárzási energia haladjon keresztül. Ekkor a

sugárzás $I_v(\vartheta)$ intenzitását a következőképpen definiáljuk:

$$I_v(\vartheta) = \lim_{d\sigma, dt, dv, d\omega \rightarrow 0} \frac{dE_v}{\cos \vartheta d\sigma dt dv d\omega},$$

vagy másképpen:

$$dE_v = I_v(\vartheta) \cos \vartheta d\sigma dt dv d\omega. \quad (4.8.1)$$



4.48. ábra. A $d\omega$ nyílásszögű kúp irányába kiáramló sugárzási energia függ a $d\sigma$ felületelem n normálisa és a $d\omega$ nyílásszögű kúp tengelye által bezárt ϑ szögtől

I_v számszerű értéke nyilván függ a sugárzás frekvenciájától és a ϑ szögtől. Vezessük be a következő jelöléseket:

$$E = \int_0^{\infty} E_v dv$$

és

$$I(\vartheta) = \int_0^{\infty} I_v(\vartheta) dv.$$

Ezekkel a jelölésekkel:

$$dE = I(\vartheta) \cos \vartheta d\sigma dt d\omega. \quad (4.8.2)$$

A $d\sigma$ felületelemen keresztül minden irányba kisugárzódó energiát $d\bar{E}_v$ -vel jelölve:

$$d\bar{E}_v = d\sigma dt dv \int_{4\pi} I_v(\vartheta) \cos \vartheta d\omega, \quad (4.8.3)$$

ahol 4π a teljes térszögre való integrálást szimbolizálja. A (4.8.3) egyenletben szereplő integrált H_v -vel jelöljük és *sugárzási áramnak* nevezzük:

$$H_v = \int_{4\pi} I_v(\vartheta) \cos \vartheta d\omega. \quad (4.8.4)$$

A H integrális sugárzási áramot a következőképpen definiáljuk:

$$H = \int_0^{\infty} H_\nu d\nu = \int_0^{\infty} \int_{4\pi} I_\nu(\vartheta) \cos \vartheta d\omega d\nu = \int_{4\pi} I(\vartheta) \cos \vartheta d\omega. \quad (4.8.5)$$

Bevezetve a ϑ, φ polárkoordináta-rendszert, a H_ν sugárzási áram a következőképpen is írható:

$$H_\nu = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi I_\nu(\vartheta) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta d\varphi = 2\pi \int_0^\pi I_\nu(\vartheta) \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta.$$

Egy dm tömegű tömegelem dt idő alatt a $\nu, \nu+d\nu$ frekvenciaintervallumban a $d\omega$ térszög által meghatározott irányban sugározzon ki dE_ν energiát. Ekkor a j_ν sugárzási koefficiens a következőképpen definiáljuk:

$$j_\nu = \frac{dE_\nu}{dm d\nu dt d\omega}. \quad (4.8.6)$$

Elvben függhet a sugárzás ϑ irányától is. A következőkben azonban feltételezzük, hogy a sugárzás *izotrop*. Ebben az esetben az a teljes dE energia, amelyet a dm tömegelem dt idő alatt a környezetébe kisugároz:

$$dE = dt dm \int_0^{\infty} \int_{4\pi} j_\nu d\omega d\nu. \quad (4.8.7)$$

Az I_ν intenzitású sugárnyaláb haladjon át egy ρ sűrűségű ds vastagságú rétegen. Mivel a réteg a sugárzás egy részét abszorbeálja, a rétegen való keresztülhaladás után a sugárzás intenzitása dI_ν értékkel kisebb lesz. Az anyagra jellemző κ_ν abszorpciós koefficiens a következőképpen definiáljuk:

$$\kappa_\nu = -\frac{dI_\nu}{I_\nu \rho ds},$$

$$dI_\nu = -\kappa_\nu I_\nu \rho ds. \quad (4.8.8)$$

Az így definiált abszorpciós koefficiens a tömegegységre vonatkozik. Szokás néha távolságegységre vonatkoztatott abszorpciós koefficiens is használni.

A (4.8.8) egyenlet egy szeparábilis differenciálegyenlet. Integráljuk most ezt az egyenletet:

$$I_\nu = C e^{-\int_0^s \kappa_\nu \rho ds},$$

ahol C integrálási konstans. Válasszuk I_ν értékét $s=0$ -nál I_ν^0 -nak. Ekkor nyilván

$$C = I_\nu^0,$$

ígyis

$$I_\nu = I_\nu^0 e^{-\int_0^s \kappa_\nu \rho ds}. \quad (4.8.9)$$

A (4.8.9) egyenletben a kitevőben szereplő integrált *optikai mélységnek* (vagy optikai vastagságnak) nevezzük és τ_v -vel jelöljük:

$$\tau_v = \int_0^s \kappa_v \rho \, ds, \quad (4.8.10)$$

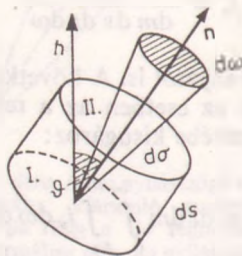
$$d\tau_v = \kappa_v \rho \, ds.$$

A (4.8.10) jelöléssel:

$$I_v = I_v^0 e^{-\tau_v}. \quad (4.8.11)$$

4.8.2. Az áramlási egyenlet

Tekintsünk a csillag fotoszférájában egy $d\sigma$ alapterületű, ds magasságú hengert, melynek n szimmetriatengelye zárjon be az s sugáriránnyal ϑ szöget (4.49. ábra).



4.49. ábra. Az áramlási egyenlet felírásához (jelöléseket lásd a szövegben)

A hengerben lévő csillaganyag sűrűsége legyen ρ . A henger alaplajján lépjen be a szimmetriatengely köré rajzolt $d\omega$ nyílásszögű kúp irányából dt idő alatt, a ν , $\nu + d\nu$ frekvenciaintervallumban $E_{\nu(\text{be})}$ energia:

$$E_{\nu(\text{be})} = I_\nu d\omega d\sigma dt d\nu. \quad (4.8.12)$$

Mivel a sugárzás egy része a hengerben abszorbeálódik, a kilépő sugárzási energia a következő:

$$E_{\nu(\text{ki})} = (I_\nu + dI_\nu) d\omega d\sigma dt d\nu. \quad (4.8.13)$$

A hengerben lévő anyag is emittál sugárzási energiát, amelyből a $d\omega$ nyílásszögű kúp irányába eltávozik $E_{\nu(\text{e})}$ energia:

$$E_{\nu(\text{e})} = j_\nu dm d\omega dt d\nu = j_\nu ds d\sigma \rho d\omega dt d\nu. \quad (4.8.14)$$

A hengerben abszorbeált $E_{\nu(\text{a})}$ energiát a következőképpen is felírhatjuk:

$$E_{\nu(\text{a})} = -E_{\nu(\text{be})} \kappa_\nu \rho \, ds. \quad (4.8.15)$$

Ha a sugárzás izotrop, a $d\omega$ nyílásszögű kúp irányából annyi energiának kell belépni a henger alaplajján, amennyi eltávozik a fedőlapján, azaz

$$E_{\nu(\text{ki})} = E_{\nu(\text{be})} + E_{\nu(\text{e})} + E_{\nu(\text{a})},$$

vagy beírva ide a (4.8.12)—(4.8.15) egyenleteket:

$$(I_v + dI_v) d\omega d\sigma dt dv = I_v d\omega d\sigma dt dv + j_v ds d\sigma d\omega dt dv - I_v \kappa_v \rho ds d\omega dt dv.$$

Elvégezve a lehetséges átalakításokat, egyenletünk a következő alakra hozható:

$$\frac{dI_v}{ds} = -I_v \kappa_v \rho + j_v \rho.$$

Ha a sugárirányban mért mélységet h -val jelöljük (4.49. ábra), egyenletünk a következő alakú lesz:

$$\cos \vartheta \frac{dI_v(\vartheta)}{dh} = I_v(\vartheta) \kappa_v \rho - j_v \rho. \quad (4.8.16)$$

A (4.8.16) egyenletet nevezzük *áramlási egyenletnek*, vagy idegen szóval *transzfer egyenletnek*.

4.8.3. Sugárzási és termodinamikai egyensúly csillagfotoszférákban

Tekintsünk a csillag fotoszférájában egy ΔV térfogatelemet. Jelölje E_+ azt az energiát, amelyet a ΔV térfogatelem 1 s alatt más térfogatelemekkel való kölcsönhatása folyamán felvesz, E_- legyen az 1 s alatt leadott energia. A ΔV térfogatelemnek a környezetéhez viszonyított hőmérséklete határozza meg az E_+ és E_- egymáshoz való viszonyát. Ha

$$E_+ = E_-, \quad (4.8.17)$$

akkor *energetikai egyensúlyról* beszélünk. Ha a csillag fotoszférájában az energiatranszportot kizárólag a sugárzás képviseli (ahogy feltételezzük), akkor a (4.8.17) egyenlőség fennállása esetén *sugárzási egyensúlyról* beszélünk. Nézzük most meg, milyen következményei vannak a sugárzási egyensúly fennállásának. E_- értékét könnyen felírhatjuk:

$$E_- = dm \int_0^\infty \int_{4\pi} j_v d\omega dv, \quad (4.8.18)$$

ahol dm a dV térfogatelemben levő anyag tömegét jelöli. E_+ értékét a következőképpen számítjuk ki: Legyen a ΔV térfogatelem felülete σ (4.50. ábra). Vegyük ezt körül egy olyan távoli Σ felülettel, hogy σ minden részéről egy kiválasztott $d\Sigma$ felületelem $d\omega$ térszögben látsszék. Az a sugárzási energia, amely a ΔV térfogatelemben a $d\sigma$ felületelemben keresztül a $d\omega$ térszög irányából dt idő alatt, a $v, v+dv$ frekvencia-intervallumban belép:

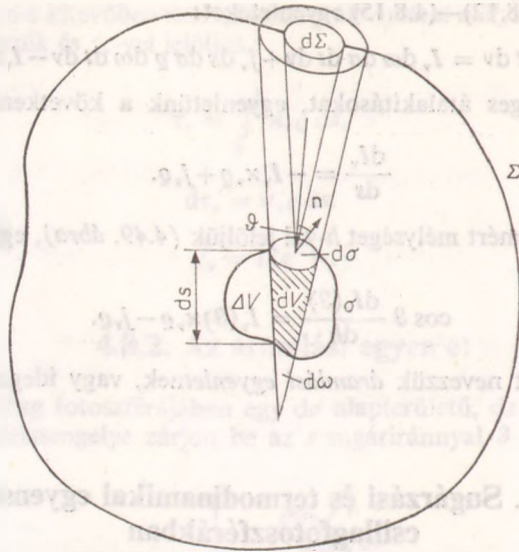
$$E_v = I_v d\sigma \cos \vartheta d\omega dt dv,$$

ahol ϑ a $d\sigma$ felületelem normális vektorának a $d\omega$ térszögű kúp tengelyével bezárt szöge. A belépő sugárzásból abszorbeálódik

$$dE_v(a) = I_v d\sigma \cos \vartheta d\omega dt dv \kappa_v \rho ds \quad (4.8.19)$$

energia ahol ds a térfogatelemnek a kúp tengelyének irányába eső metszete. Jelöljük dv -vel a $d\sigma$ alapterületű, ds magasságú henger térfogatát, ekkor

$$dv = ds \cos \vartheta d\sigma.$$



4.50. ábra. A sugárzási egyensúly értelmezése (részleteket lásd a szövegben)

Ezt (4.8.19)-be helyettesítve az abszorbeált energia:

$$dE_v(a) = I_v d\omega dt dv \kappa_v \rho dv.$$

A teljes ΔV térfogatban a $d\Sigma$ felületelem irányából abszorbeálódik (dv szerinti integrálás után):

$$I_v d\omega dt dv \kappa_v \rho dv = dm I_v \kappa_v d\omega dt dv$$

mennyiségű energia. Az időegység alatt elnyelt energia ($dt=1$):

$$dE_{v(a)} = dm I_v \kappa_v d\omega dv \quad (dt = 1).$$

Ha most az összes lehetséges irányból érkező sugárzásból elnyelt $(E_+)_v$ energiát akarjuk kiszámítani, akkor iménti kifejezésünket térszög szerint integrálnunk kell. Így

$$(E_+)_v = \int_{4\pi} dm I_v \kappa_v dv d\omega,$$

vagy frekvencia szerint is integrálva:

$$E_+ = \int_0^{\infty} \int_{4\pi} dm I_v \kappa_v d\omega dv. \quad (4.8.20)$$

A (4.8.18) és (4.8.20) egyenleteket (4.8.17)-be helyettesítve, a sugárzási egyensúly feltétele a következőt jelenti:

$$\int_0^{\infty} \int_{4\pi} I_v \kappa_v d\omega dv = \int_0^{\infty} \int_{4\pi} j_v d\omega dv. \quad (4.8.21)$$

Integráljuk most a (4.8.18) áramlási egyenletet ω és ν szerint:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dh} \int_0^{\infty} \int_{4\pi} I_\nu \cos \vartheta \, d\omega \, d\nu &= \int_0^{\infty} \int_{4\pi} I_\nu \kappa_\nu \varrho \, d\omega \, d\nu - \int_0^{\infty} \int_{4\pi} j_\nu \varrho \, d\omega \, d\nu = \\ &= \varrho \left(\int_0^{\infty} \int_{4\pi} I_\nu \kappa_\nu \, d\omega \, d\nu - \int_0^{\infty} \int_{4\pi} j_\nu \, d\omega \, d\nu \right). \end{aligned} \quad (4.8.22)$$

Ha sugárzási egyensúly áll fenn, akkor (4.8.21) miatt a (4.8.22) egyenlet jobb oldala zérus, így a H integrális sugárzási áram [lásd (4.8.4)]:

$$H = \int_0^{\infty} \int_{4\pi} I_\nu \cos \vartheta \, d\omega \, d\nu = \text{konstans}, \quad (4.8.23)$$

vagyis sugárzási egyensúly esetén az integrális sugárzási áram független a geometriai mélységtől.

Ha valamilyen közeg termodinamikai egyensúlyban van, akkor az egész közeg hőmérséklete állandó, és érvényes a *Kirchhoff*-féle törvény, mely szerint

$$\frac{j_\nu}{\kappa_\nu} = B_\nu(T), \quad (4.8.24)$$

ahol $B_\nu(T)$ a *Planck*-féle függvény. Tekintettel arra, hogy a csillagban a hőmérséklet a centrumtól kifelé haladva csökken, a csillag nincs a termodinamikai egyensúly állapotában. A hőmérsékletgradiens azonban olyan csekély, hogy a csillag egy vékony rétegében a hőmérséklet állandónak vehető. Ebben a vékony rétegben jó közelítéssel használható a (4.8.24) *Kirchhoff*-féle törvény. Ezt az állapotot nevezzük *lokális termodinamikai egyensúlynak* (LTE). A lokális termodinamikai egyensúlyt szokás néha éppen a (4.8.24) formula fennállásával is definiálni.

(4.8.24)-et a (4.8.16) áramlási egyenletbe helyettesítve kapjuk ennek a lokális termodinamikai egyensúly fennállása esetén érvényes alakját:

$$\cos \vartheta \frac{dI_\nu(\vartheta)}{dh} = I_\nu(\vartheta) \kappa_\nu \varrho - \kappa_\nu \varrho B_\nu(T),$$

vagy (4.8.10)-et felhasználva:

$$\cos \vartheta \frac{dI_\nu(\vartheta)}{d\tau_\nu} = I_\nu(\vartheta) - B_\nu(T). \quad (4.8.25)$$

Ha nem teljesülnek a lokális termodinamikai egyensúly feltételei, akkor a (4.8.25) egyenlet jobb oldalán $B_\nu(T)$ helyett az $S_\nu(\vartheta)$ *forrásfüggvényt* írjuk:

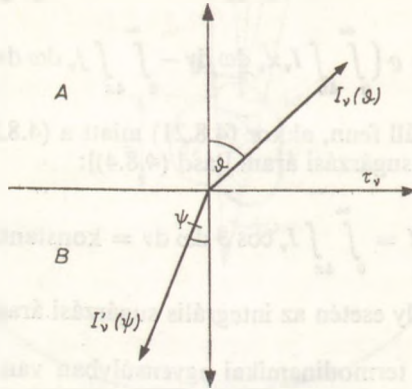
$$\cos \vartheta \frac{dI_\nu(\vartheta)}{d\tau_\nu} = I_\nu(\vartheta) - S_\nu(\vartheta). \quad (4.8.26)$$

A lokális termodinamikai egyensúly fennállása esetében (amit a következőkben feltételezünk):

$$S_\nu(\vartheta) = B_\nu(T).$$

4.8.4. Az áramlási egyenlet megoldása

A τ_v optikai mélységben tekintsünk egy a sugárirányra merőleges síkot (4.51. ábra), amely két féltérre osztja a teret. A τ_v mélységben legyen a hőmérséklet T , és feltételezzük a lokális termodinamikai egyensúly fennállását. A csillag felszínéhez köze-



4.51. ábra. A τ_v optikai mélységben a teret két féltérre osztjuk: a csillag felszínéhez közelebbi féltérrel A -val, a távolabbi B -vel jelöljük

lebbi féltérrel jelöljük A -val, a másikat B -vel. Ha $I_v(\vartheta)$ iránya az A féltérbe esik, vagyis

$$0 \cong \vartheta < \frac{\pi}{2},$$

használjuk továbbra is az $I_v(\vartheta)$ jelölést, de ha

$$\frac{\pi}{2} \cong \vartheta \cong \pi,$$

vezessük be a $\psi = \pi - \vartheta$ jelölést, és $I_v(\vartheta)$ helyett használjuk az $I_v'(\psi)$ függvényt. Iménti jelöléseinkkel a (4.8.25) áramlási egyenletet a két féltérre külön-külön is felírhatjuk:

$$A: \frac{dI_v(\vartheta)}{d\tau_v} - I_v(\vartheta) \sec \vartheta + B_v(T) \sec \vartheta = 0, \quad (4.8.27)$$

$$B: \frac{dI_v'(\psi)}{d\tau_v} + I_v'(\psi) \sec \psi - B_v(T) \sec \psi = 0.$$

A differenciálegyenletek elméletéből ismert, hogy a (4.8.27) egyenletek megoldása a $I_v(\vartheta)$ -ra és $I_v'(\psi)$ -re a következő:

$$A: I_v(\vartheta) = C_v e^{\tau_v \sec \vartheta} + e^{\tau_v \sec \vartheta} \int_{\tau_v}^{\infty} B_v(T) \sec \vartheta e^{-\tau_v \sec \vartheta} d\tau_v, \quad (4.8.28)$$

$$B: I_v'(\psi) = D_v e^{-\tau_v \sec \psi} + e^{-\tau_v \sec \psi} \int_0^{\tau_v} B_v(T) \sec \psi e^{\tau_v \sec \psi} d\tau_v,$$

ahol C_v és D_v integrálási konstansok. Könnyen látható, hogy a (4.8.28) egyenletek fizikailag csak akkor értelmezhetők, ha

$$C_v = D_v = 0.$$

Ha (4.8.29) nem teljesül, akkor az A egyenlet $\tau_v \rightarrow \infty$ esetében, a B egyenlet pedig $\tau_v = 0$ esetben ad értelmetlen megoldást. Így az áramlási egyenlet megoldása:

$$A: I_v(\vartheta) = e^{\tau_v \sec \vartheta} \int_{\tau_v}^{\infty} B_v(T) \sec \vartheta e^{-T \sec \vartheta} dT, \quad (4.8.30)$$

$$B: I_v(\psi) = e^{-\tau_v \sec \psi} \int_0^{\tau_v} B_v(T) \sec \psi e^{T \sec \psi} dT.$$

A (4.8.30) kifejezések az áramlási egyenlet formális megoldásait adják, amiket numerikus számításokhoz jól használhatunk. Ahhoz, hogy általános következtetéseket vonhassunk le a csillagfotószférák szerkezetére vonatkozóan, az *áramlási egyenlet közepelt megoldását* kell megkeresnünk. A (4.8.27) egyenleteket most integráljuk a megfelelő féltérre, és mindkét oldalt osszuk el 2π -vel. Az A egyenlet esetében a következőt kapjuk:

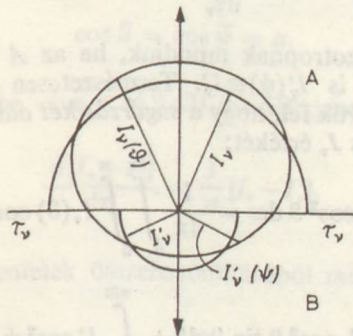
$$\frac{1}{2\pi} \frac{d}{d\tau_v} \int_{2\pi} I_v(\vartheta) \cos \vartheta d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{2\pi} I_v(\vartheta) d\omega - \frac{1}{2\pi} \int_{2\pi} B_v(T) d\omega. \quad (4.8.31)$$

Vezessük be a következő jelölést:

$$\frac{1}{2\pi} \int_{2\pi} I_v(\vartheta) d\omega = I_v.$$

I_v nyilván az $I_v(\vartheta)$ intenzitásnak az A féltérben vett átlagértéke (4.52. ábra). Az integrálszámítás középértéktétele szerint

$$\frac{1}{2\pi} \int_{2\pi} I_v(\vartheta) \cos \vartheta d\omega = \cos \vartheta \frac{1}{2\pi} \int_{2\pi} I_v(\vartheta) d\omega = \cos \vartheta I_v,$$



4.52. ábra. A kétoldali izotrópia definíciójához

ahol nyilván

$$0 \leq \vartheta < \frac{\pi}{2}.$$

Jelölésünkkel a (4.8.31) egyenlet a következő alakú:

$$\cos \vartheta \frac{dI_v}{d\tau_v} = I_v - B_v(T). \quad (4.8.32)$$

A (4.8.32) egyenlet levezetéséhez teljesen hasonlóan kaphatjuk ennek a B feltérre vonatkozó párját:

$$\cos \bar{\vartheta} \frac{dI_v^*}{d\tau_v} = -I_v^* + B_v(T). \quad (4.8.33)$$

Vezessük be a következő általánosan használt jelöléseket:

$$J_v = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} I_v(\vartheta) d\omega,$$

$$H_v^* = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} I_v(\vartheta) \cos \vartheta d\omega = \frac{H_v}{4\pi}, \quad (4.8.34)$$

$$K_v = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} I_v(\vartheta) \cos^2 \vartheta d\omega.$$

Szorozzuk most meg (4.8.25) áramlási egyenlet mindkét oldalát $\cos \vartheta$ -val, integráljunk a teljes térszögre és osszuk el mindkét oldalt 4π -vel. Ekkor felhasználva a (4.8.34) jelöléseket, a következő egyenlethez jutunk:

$$\frac{dK_v}{d\tau_v} = H_v^* - B_v(T) \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} \cos \vartheta \sin \vartheta d\vartheta d\varphi,$$

vagy elvégezve az integrálást:

$$\frac{dK_v}{d\tau_v} = H_v^*. \quad (4.8.35)$$

A sugárzást két oldalról izotropnak mondjuk, ha az A feltérben $I_v(\vartheta) \equiv I_v$, azaz konstans, és a B feltérben is $I_v^*(\psi) \equiv I_v^*$. Természetesen I_v nem feltétlenül egyenlő I_v^* -vel. A továbbiakban tegyük fel, hogy a sugárzás két oldalról izotrop. Számítsuk ki ebben az esetben K_v , H_v^* és J_v értékét:

$$K_v = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} I_v(\vartheta) \cos^2 \vartheta d\omega = \frac{1}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} I_v(\vartheta) \cos^2 \vartheta \sin \vartheta d\vartheta d\varphi =$$

$$= \frac{1}{2} \left(\int_0^{\pi/2} I_v \cos^2 \vartheta \sin \vartheta d\vartheta + \int_0^{\pi/2} I_v^* \cos^2 \psi \sin \psi d\psi \right).$$

Itt $\pi/2 \leq \vartheta < \pi$ esetén a $\vartheta = \pi - \psi$ helyettesítést használtuk. Mivel I_v és I'_v állandók, K_v a következőképpen is írható:

$$K_v = \frac{1}{2} [I_v + I'_v] \int_0^{\pi/2} \cos^2 \vartheta \sin \vartheta \, d\vartheta,$$

vagy elvégezve az integrálást:

$$K_v = \frac{1}{6} [I_v + I'_v]. \quad (4.8.36)$$

K_v kiszámításához teljesen hasonló módon kaphatjuk meg H_v^* és J_v értékét is:

$$H_v^* = \frac{1}{4} [I_v - I'_v], \quad (4.8.37)$$

$$J_v = \frac{1}{2} [I_v + I'_v] \quad (4.8.38)$$

(4.8.36)-ból és (4.8.38)-ból:

$$3K_v = J_v, \quad (4.8.39)$$

továbbá (4.8.35) felhasználásával:

$$\frac{dJ_v}{d\tau_v} = 3 \frac{dK_v}{d\tau_v} = 3H_v^*, \quad (4.8.40)$$

vagy (4.8.37)-ből és (4.8.38)-ból:

$$\frac{d[I_v + I'_v]}{d\tau_v} = \frac{3}{2} [I_v - I'_v]. \quad (4.8.41)$$

Ha a sugárzás két oldalról izotrop, akkor a (4.8.32) és (4.8.33) egyenletekben:

$$\cos \bar{\vartheta} = \cos \bar{\psi} = a, \quad (4.8.42)$$

ahol a constans. Tekintetbe véve a (4.8.42) összefüggést, adjuk össze a (4.8.32) és (4.8.33) egyenleteket:

$$\frac{d[I_v + I'_v]}{d\tau_v} = \frac{1}{a} [I_v - I'_v]. \quad (4.8.43)$$

A (4.8.41) és (4.8.43) egyenletek összehasonlításából megkaphatjuk az a konstans értékét:

$$a = \frac{2}{3}.$$

Kétoldali izotrópia esetén tehát az áramlási egyenlet (4.8.30) megoldásai a következő alakot veszik fel:

$$A: I_\nu = \frac{3}{2} e^{\frac{3}{2}\tau_\nu} \int_{\tau_\nu}^{\infty} B_\nu(T) e^{-\frac{3}{2}\tau_\nu} d\tau_\nu, \quad (4.8.44)$$

$$B: I_\nu' = \frac{3}{2} e^{-\frac{3}{2}\tau_\nu} \int_0^{\tau_\nu} B_\nu(T) e^{\frac{3}{2}\tau_\nu} d\tau_\nu.$$

A κ_ν abszorpciós koefficiens, mint láttuk a 4.4. fejezetben, a csillag anyagának kémiai összetételétől, hőmérsékletétől és sűrűségétől függ. A színképvonalak tartományában κ_ν -nek a frekvenciától való függése is igen jelentős. Ha viszont nem kívánjuk a csillag színképét vizsgálni, hanem csupán a fotoszféra vékony rétegének globális szerkezetére vagyunk kíváncsiak, akkor eltekinthetünk a κ_ν abszorpciós koefficiens frekvenciától való függésétől, és feltehetjük, hogy a fotoszférában a κ_ν abszorpciós koefficiens konstans:

$$\kappa_\nu = \kappa.$$

Utóbbi feltevésünket *szürke közelítésnek* nevezzük. A szürke közelítés feltételezése esetén az optikai mélységre felírt (4.8.10) formula a következő alakot ölti:

$$d\tau = \kappa \rho dh, \quad 4b(8.45)$$

és természetesen τ sem függ a frekvenciától. Nézzük most meg, hogyan módosulnak az előzőekben levezetett egyenletek, a lokális termodinamikai egyensúly és a kétoldali izotrópia feltételezése mellett a szürke közelítés esetében.

A sugárzási egyensúly (4.8.21) feltételénél vegyük tekintetbe, hogy a lokális termodinamikai egyensúly miatt

$$J_\nu = B_\nu \kappa_\nu,$$

tehát

$$\int_0^\infty \int_{4\pi} \kappa_\nu B_\nu(T) d\omega d\nu = \int_0^\infty \int_{4\pi} \kappa_\nu I_\nu d\omega d\nu.$$

Ha most a szürke közelítés miatt $\kappa_\nu = \kappa$, akkor κ -val egyszerűsíteni lehet, és (4.8.34) alapján a következő egyenletet kapjuk:

$$\int_0^\infty B_\nu(T) d\nu = \int_0^\infty J_\nu d\nu.$$

Ha bevezetjük a

$$\int_0^\infty B_\nu(T) d\nu = B(\tau)$$

és

$$\int_0^\infty J_\nu d\nu = J(\tau) \quad (4.8.46)$$

jelölést, akkor

$$B(\tau) = J(\tau). \quad (4.8.47)$$

Legyen

$$H^*(\tau) = \int_0^{\infty} H_v^* dv,$$

$$K(\tau) = \int_0^{\infty} K_v dv,$$

(4.8.48)

$$I = \int_0^{\infty} I_v dv$$

és

$$I' = \int_0^{\infty} I'_v dv.$$

A (4.8.32) és (4.8.33) egyenleteket frekvencia szerint integrálva a következő áramlási egyenletekhez jutunk $(a = \frac{2}{3})$:

$$\frac{2}{3} \frac{dI(\tau)}{d\tau} = I(\tau) - B(\tau),$$

(4.8.49)

$$\frac{2}{3} \frac{dI'(\tau)}{d\tau} = -I'(\tau) + B(\tau).$$

A (4.8.37), (4.8.38) és (4.8.40) egyenletek alakja a frekvencia szerinti integrálás után a következő:

$$H^*(\tau) = \frac{1}{4} [I(\tau) - I'(\tau)],$$

(4.8.50)

$$J(\tau) = \frac{1}{2} [I(\tau) + I'(\tau)]$$

és

$$\frac{dJ(\tau)}{d\tau} = \frac{dB(\tau)}{d\tau} = 3H^*(\tau) = 3H^* = \frac{3}{4\pi} H,$$

(4.8.51)

ahol H az integrális sugárzási áram, amely (4.8.23) miatt nem függ a mélységtől. A (4.8.51) egyenletet τ szerint integrálva:

$$B(\tau) = J(\tau) = \frac{3}{4\pi} H\tau + B_0, \quad (4.8.52)$$

ahol B_0 egy integrálási konstans. $B(\tau)$ tehát (feltételezéseink mellett) lineárisan függ a τ optikai mélységtől a csillag fotoszférájában. Ahhoz, hogy a (4.8.52) formula konkrét alakját megkaphassuk, ki kell számítanunk a B_0 konstans értékét is.

$\tau=0$ esetében (4.8.50)-ből:

$$H(0) = 4\pi H^*(0) = \pi [I(0) - I'(0)] = \pi J(0), \quad (4.8.53)$$

hiszen a csillag felszínén értelemeszerűen $I'(0)=0$. (4.8.44)-ből:

$$I(0) = \int_0^{\infty} I_r(0) dv = \frac{3}{2} \int_0^{\infty} \left[\int_0^{\infty} B_\nu(T) dv \right] e^{-\frac{3}{2}\tau} d\tau = \frac{3}{2} \int_0^{\infty} B(\tau) e^{-\frac{3}{2}\tau} d\tau.$$

A (4.8.53) egyenletet felhasználva:

$$I(0) = \frac{H}{\pi} = \frac{3}{2} \int_0^{\infty} B(\tau) e^{-\frac{3}{2}\tau} d\tau.$$

Ide beírva a (4.8.52) egyenletet:

$$\begin{aligned} \frac{H}{\pi} &= \frac{3}{2} \int_0^{\infty} \left(\frac{3}{4\pi} Ht + B_0 \right) e^{-\frac{3}{2}\tau} d\tau = \frac{H}{2\pi} \int_0^{\infty} \frac{3}{2} \tau e^{-\frac{3}{2}\tau} d\frac{3}{2}\tau + \\ &+ B_0 \int_0^{\infty} e^{-\frac{3}{2}\tau} d\frac{3}{2}\tau. \end{aligned}$$

Az integrálásokat elvégezve kapjuk, hogy

$$\frac{H}{\pi} = \frac{H}{2\pi} + B_0,$$

vagy

$$B_0 = \frac{H}{2\pi}.$$

Ezt (4.8.52)-be írva, a következő egyenlethez jutunk:

$$B(\tau) = \frac{H}{2\pi} \left(1 + \frac{3}{2}\tau \right). \quad (4.8.54)$$

A fizikából ismeretes a *Stefan—Boltzmann*-féle törvény, amelyet felhasználva:

$$\pi B(\tau) = \pi B[T(\tau)] = \pi \int_0^{\infty} B_\nu(T) dv = \sigma T^4,$$

ahol σ egy konstans. Ezt (4.8.54)-be írva és felhasználva a T_{eff} effektív hőmérséklet (4.1.20) definícióját, amely szerint:

$$H = \sigma T_{\text{eff}}^4,$$

a következő összefüggéshez jutunk:

$$T^4 = \frac{T_{\text{eff}}^4}{2} \left(1 + \frac{3}{2}\tau \right). \quad (4.8.55)$$

A (4.8.55) megadja, hogy lokális termodinamikai egyensúly, kétoldali izotrópia és szürke közelítés esetén a csillag fotoszférájában hogyan függ a T hőmérséklet a τ optikai mélységtől. Természetesen a formula csak közelítőleg írja le a hőmérséklet-

nek az optikai mélységtől való függését, de közelítő számításokhoz jól használható. Szokás néha a következő jelölést is használni:

$$\frac{1}{2} T_{\text{eff}}^4 = T_0^4.$$

Ezzel a jelöléssel a (4.8.55) a következő alakú:

$$T^4 = T_0^4 \left(1 + \frac{3}{2} \tau \right).$$

A (4.8.55)-ből könnyen kiszámíthatjuk, hogy a T_{eff} effektív hőmérséklet

$$\tau = \frac{2}{3}$$

-nál egyezik meg a T hőmérséklettel.

Megjegyezzük, hogy S. CHANDRASEKHAR (Radiative Transfer című könyvében) az abszorpciós koefficiens hullámhossztól való függését is tekintetbe véve a (4.8.54) helyett a következő pontosabb kifejezést kapta $B(\tau)$ értékére:

$$B(\tau) = \frac{3}{4\pi} H(\tau + 0,70692 - 0,08392 e^{-4,46808\tau} - 0,03619 e^{-1,59178\tau} - 0,00946 e^{-1,10319\tau}). \quad (4.8.56)$$

A (4.8.54) és a (4.8.56) formulával számolt T hőmérsékletértékek pl. egy $T_{\text{eff}} = 10\,000\text{ K}$ hőmérsékletű csillag esetén a $0 < \tau < 3$ tartományban csak maximálisan 3%-ban térnek el egymástól. Így a (4.8.54) formula szerinti hőmérsékleteloszlás közelítő számítások esetén mindig alkalmazható.

A csillagfotoszféra szerkezetére vonatkozó részletesebb számítások megtalálhatók például D. MIHALAS: Stellar Atmospheres című könyvében (lásd irodalom).

4.8.5. A szélsötétedés törvénye

Jól ismert tény, hogy a napkorong közepe fényesebbnek látszik, mint a széle. A lokális termodinamikai egyensúly, a kétoldali izotrópia és a szürke közelítés feltevése mellett könnyen magyarázatot adhatunk erre a jelenségre. (4.8.30) alapján a csillag felszínén ($\tau = 0$ -nál) az $I(\vartheta)$ intenzitás a következőképpen írható fel:

$$I(\vartheta, 0) = \int_0^{\infty} B(\tau) e^{-t \sec \vartheta} \sec \vartheta dt.$$

(4.8.54)-et ide beírva:

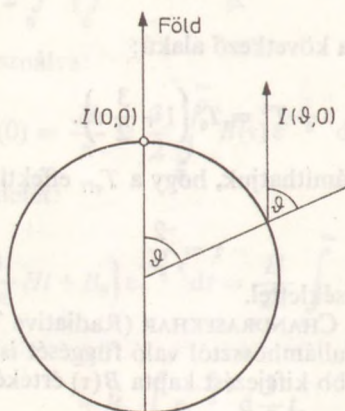
$$I(\vartheta, 0) = \int_0^{\infty} \frac{H}{2\pi} \left(1 + \frac{3}{2} t \right) e^{-t \sec \vartheta} \sec \vartheta dt.$$

Elvégezve az integrálást kapjuk, hogy

$$I(\vartheta, 0) = \frac{H}{2\pi} \left(1 + \frac{3}{2} \cos \vartheta \right). \quad (4.8.57)$$

Ha a csillagkorong közepét tekintjük (4.53. ábra), akkor itt $\vartheta = 0$ és

$$I(0, 0) = \frac{5}{4} \frac{H}{\pi}. \quad (4.8.58)$$



4.53. ábra. A szélsötétedés értelmezése

(4.8.57)-ből és (4.8.58)-ből a β szélsötétedési koefficiens:

$$\beta = \frac{I(\vartheta, 0)}{I(0, 0)} = \frac{2}{5} + \frac{3}{5} \cos \vartheta = 1 - \frac{3}{5} + \frac{3}{5} \cos \vartheta, \quad (4.8.59)$$

vagy a szokásos írásmóddal:

$$\beta = 1 - u + u \cos \vartheta,$$

ahol

$$u = \frac{3}{5} = 0,60.$$

A (4.8.59) formula szerint a csillagkorong szélén a megfigyelő irányába kiáramló sugárzási energia csak $2/5$ -e a csillagkorong középpontjából érkező sugárzás energiájának.

A (4.8.59) formulát közelítő számítások útján kaptuk, tehát csak bizonyos pontatlansággal adhatja vissza a valóságot. A Nap esetében u értékét mérésrel meg lehet határozni, a mért érték

$$u = 0,56,$$

ami viszonylag közel van a számított $u=0,60$ értékhez. Ily módon a (4.8.59) formula — ha nem is ad pontos értéket — közelítő számításokhoz jól használható, a hiba nem haladja meg a 10...15%-ot.

A szélsötétedés törvényét a csillag felszínére ($\tau=0$) vezettük le. Nézzük most meg, hogyan módosul a (4.8.59) formula, ha $\tau \neq 0$. A (4.8.25) formulát frekvencia szerint integrálva

$$I(\vartheta, \tau) = \cos \vartheta \frac{dI(\vartheta, \tau)}{d\tau} + B(\tau). \quad (4.8.60)$$

Durva közelítéssel (4.8.38) alapján

$$I(\vartheta, \tau) = \frac{1}{2} [I + I'] = J(\tau) \quad (4.8.61)$$

és (4.8.54)-ből

$$B(\tau) = \frac{H}{2\pi} \left(1 + \frac{3}{2} \tau \right). \quad (4.8.62)$$

(4.8.61)-et és (4.8.62)-t (4.8.60)-ba írva és (4.8.51)-et felhasználva:

$$I(\vartheta, \tau) = \cos \vartheta \frac{dJ(\tau)}{d\tau} + \frac{H}{2\pi} \left(1 + \frac{3}{2} \tau \right) = \frac{H}{2\pi} \left(1 + \frac{3}{2} \tau + \frac{3}{2} \cos \vartheta \right). \quad (4.8.63)$$

A (4.8.63) formula $\tau=0$ esetében visszaadja a (4.8.57) formulát. τ növekedésével viszont $I(\vartheta, \tau)$ egyre kisebb mértékben függ a ϑ szögtől. Így a szélsőtétedés a csillag felszínén érvényesül maximális mértékben, a csillag belsejében ($\tau \gg 1$) pedig már nincsen szélsőtétedés.

4.8.6. A csillag folytonos színeképe

A csillagról hozzánk érkező elektromágneses sugárzás a $\tau_v=0$ rétegből indul ki. $\tau_v=0$ -nál a (4.8.44) formulákban (kétoldali izotrópia és szürke közelítés esetén) értelemszerűen

$$I'_v = 0$$

és

$$I_v = \int_0^{\infty} B_v(T) e^{-\frac{3}{2}t} d\frac{3}{2}t. \quad (4.8.64)$$

Vegyük tekintetbe, hogy a $B_v(T)$ Planck-féle függvény konkrét alakja (ν helyett a λ hullámhosszt használva) a következő:

$$B_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1},$$

ahol h a Planck-féle, k a Boltzmann-féle konstans, c pedig a fénysebesség. A T hőmérsékletet (4.8.55)-ből kifejezve és a Planck-féle függvény konkrét alakját (4.8.64)-be írva, a következő egyenlethez jutunk:

$$I_\lambda = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \int_0^{\infty} \frac{e^{-\frac{3}{2}t} \frac{3}{2} dt}{\frac{hc}{e^{k\lambda T_{\text{eff}}} \left(\frac{1}{2} + \frac{3}{4}t \right)^{1/4}} - 1}. \quad (4.8.65)$$

A csillagról jövő fény intenzitásának hullámhossz szerinti eloszlását tehát a (4.8.65) formula adja meg. Ha megadunk valamilyen T_{eff} effektív hőmérsékletet, akkor (4.8.65) alapján kiszámíthatjuk az intenzitás hullámhossztól való függését. A részletes numerikus számítások azt mutatják, hogy a (4.8.65) formula alapján számított

intenzitáseloszlások közel vannak az ugyanolyan T_{eff} effektív hőmérséklethez tartozó *Planck*-féle eloszláshoz. Így közelítő számításoknál a (4.8.65) formula helyett az intenzitásnak a hullámhossztól való függését a *Planck*-függvényvel adhatjuk meg.

A (4.8.65) formulának a *Planck*-függvénytől való legjelentősebb eltérései az adott T_{eff} effektív hőmérséklet esetén a következők:

1. A (4.8.65) formula alapján kapott görbe kissé el van tolva a rövidebb hullámhosszak felé a „tisztá” *Planck*-görbéhez képest.

2. Az elektromágneses spektrum ultraibolya-tartományában a (4.8.65)-ből kapott görbe elveszti *Planck*-jellegét és az intenzitás jelentősen nagyobb lesz, mint a *Planck*-görbe esetében. Ez az eltérés λ csökkenésével egyre jelentősebb lesz. A látható színképtartományban ez az eltérés általában elhanyagolható.

4.9. A csillagszínképek elmélete

A 4.1.4. fejezetben már foglalkoztunk a csillagok színképeinek empirikus leírásával. Láttuk, hogy a csillagok színképeit (elsősorban felületi hőmérsékletük függvényében) különböző színképosztályokba lehet sorolni. A következőkben elméletileg is szeretnénk belátni ennek az osztályozásnak a jogosságát.

A csillagok fotoszférájára jellemző paraméterek többségét az ott keletkezett színképvonalak profiljának elemzése útján nyerhetjük. Ezért ebben a fejezetben részletesen kitérünk a színképvonalprofilok elemzésére.

4.9.1. A színképvonalak Fowler—Milne-féle elmélete

A fizikából jól ismert az abszorpciós színképvonalak keletkezésének mechanizmusa. Az atom elektronhéjában az elektronok csak bizonyos energiaszinteket foglalhatnak el. Az r -szeresen ionizált atom k -adik szintjét jelöljük (r, k) -val, és ehhez a szinthez tartozzék $E_{r,k}$ energia. Az atom csak olyan frekvenciájú sugárzást képes (ionizáció nélkül) abszorbeálni, amelyre vonatkozóan érvényes a következő egyenlőség:

$$h\nu = E_{r,k} - E_{r,l},$$

ahol h a *Planck*-féle konstans és $k > l$. Az

$$(r, l) \rightarrow (r, k)$$

átmenethez tartozó színképvonal „erőssége”^{*} és profilja természetesen függ attól, hogy az adott típusú atomból mennyi található a csillag fotoszfériájának egységnyi térfogatában, és hogy a fotoszférában uralkodó viszonyok mellett előfordul-e jelentős mennyiségben az r -szeresen ionizált állapot.

A vonalprofil alakja természetesen még más (később részletesen tárgyalt) tényezőktől is függ. Így például az igen magas felületi hőmérsékletű csillagok színképeiben igen gyengék lesznek a hidrogén abszorpciós színképvonalai (annak ellenére, hogy a csillag túlnyomórészt hidrogénből áll), mert ilyen viszonyok mellett a hidrogénatomok

^{*} Az „erősség” kifejezést egyelőre hozzávetőleges értelemben használjuk, később pontosan definiáljuk a színképvonal ekvivalens szélességét, amely az „erősség” egzakt definíciója lesz.

túlnyomó többsége ionizálva van. Azonos körülmények mellett tehát a színekpvonál „erőssége” függ a csillag fotoszférájában levő ionizációs viszonyoktól, vagyis a hőmérséklettől. A színekpvonalak *Fowler—Milne*-féle elmélete a *Saha*-egyenlet segítségével azt vizsgálja, hogy miképpen függ egy meghatározott (r, k) szinten tartózkodó elektronok száma, és ezáltal hozzávetőlegesen a színekpvonál „erőssége” a hőmérséklettől. A *Fowler—Milne*-féle elmélet csak optikailag vékony rétegek esetén ad az észlelésekkel megegyező eredményt, tehát amikor a színekpvonál közepe nem teljesen sötét.

A színekpvonál „erősségét” példaképpen a hidrogén *Balmer*-sorozatának esetére számítjuk ki. Mint ismeretes, a *Balmer*-sorozat vonalai úgy keletkeznek, hogy a $(0, 1)$ állapotban levő elektronok abszorbeálják a fotonokat. (A legalacsonyabb energiaszintű állapotnak a zérust feleltetjük meg.)

Jelöljük a $(0, 1)$ állapotban levő hidrogénatomok számát $n_{0,1}$ -gyel. A *Balmer*-sorozat vonalainak „erőssége” nyilván $n_{0,1}$ -gyel lesz arányos, tehát $n_{0,1}$ -et kell kiszámítanunk. (4.4.21)-be $r=0$ -t helyettesítve és

$$P_e = n_e kT$$

kifejezést írva, a következő formulához jutunk:

$$\frac{n_1}{n_0} = \frac{2u_1}{u_0} \frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{n_e h^3} e^{-\frac{x_0}{kT}}, \quad (4.9.1)$$

ahol n_0 és n_1 az ionizálatlan, illetve ionizált hidrogénatomok, n_e az elektronok térfogat egységenkénti száma, u és u_1 a fázisösszeg (lásd a 4.4. fejezetet), h a *Planck*-féle, k a *Boltzmann*-féle konstans, m az elektron tömege és x_0 a hidrogén ionizációs potenciálja.

A *Boltzmann*-egyenlet [lásd (4.4.22)] a következő alakú hidrogénre:

$$\frac{n_{0,1}}{n_{0,0}} = \frac{g_{0,1}}{g_{0,0}} e^{-\frac{x_0}{kT}}, \quad (4.9.2)$$

ahol $g_{0,0}$ és $g_{0,1}$ a statisztikai súlyok. A fázisösszeg definícióból (4.4. fejezet) következik, hogy

$$n_{0,0} = \frac{g_{0,0} n_0}{u_0}.$$

Ezt (4.9.2)-be írva kapjuk, hogy

$$\frac{n_{0,1}}{n_0} = \frac{g_{0,1}}{u_0} e^{-\frac{x_0}{kT}}. \quad (4.9.3)$$

Az összes (ionizált és ionizálatlan) hidrogénatomok n számát (4.9.1) felhasználásával a következőképpen írhatjuk fel:

$$n = n_0 + n_1 = n_0 \left(1 + \frac{n_1}{n_0} \right) = n_0 \left[1 + \frac{2u_1}{u_0} \frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{n_e h^3} e^{-\frac{x_0}{kT}} \right]. \quad (4.9.4)$$

(4.9.4)-ből n_0 -t kifejezve és (4.9.3)-ba helyettesítve, $n_{0,1}$ -re a következő kifejezést kapjuk:

$$n_{0,1} = \frac{g_{0,1}}{u_0} n e^{-\frac{x_0}{kT}} \left[1 + \frac{2u_1}{u_0} \frac{(2\pi mkT)^{3/2}}{n_e h^3} e^{-\frac{x_0}{kT}} \right]^{-1}. \quad (4.9.5)$$

A (4.9.5) függvény lefutásának elemzése érdekében tekintsük n_e -t (vagy ami ezzel egyenértékű, a P_e elektronnyomást) konstansnak. Vizsgáljuk meg, hogyan változik $n_{0,1}$ értéke, ha a T hőmérsékletet 0 és ∞ között változtatjuk.

Ha $T \rightarrow 0$, akkor (4.9.5)-ben az első tényező 0-hoz tart, a zárójelben levő kifejezés pedig véges, tehát

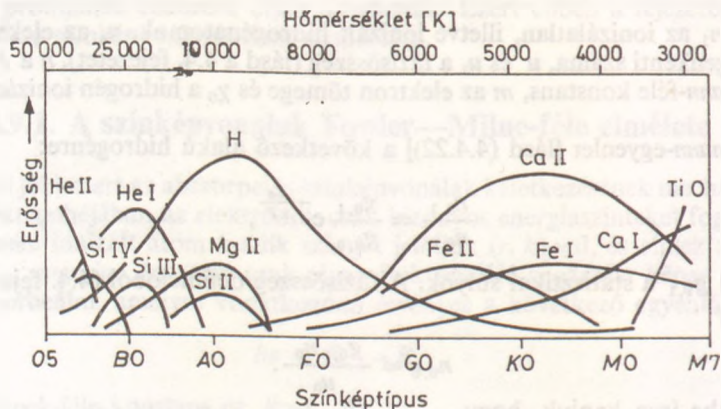
$$n_{0,1} = 0.$$

Ha $T \rightarrow \infty$ -hez, akkor a zárójelben levő kifejezés végtelenhez tart, és mivel ennek reciproka szerepel $n_{0,1}$ kifejezésben, ekkor is

$$n_{0,1} = 0.$$

Mivel $n_{0,1}$ értéke 0 és ∞ között mindenütt pozitív, $n_{0,1}$ -nek valahol maximuma van. A *Balmer*-sorozat vonalaira vonatkozó konkrét számítás esetében $n_{0,1}$ maximuma $T \approx 9500$ K-nél található. Így a *Balmer*-sorozat vonalainak „erőssége” ennél a hőmérsékletnél, vagyis fősorozatbeli csillagok esetében az *A* színképosztálynál lesz maximális.

Az iménti számítást (kissé bonyolultabb módon) más kémiai elemekre és különböző ionizációs fokokra is el lehet végezni. A 4.54. ábrán feltüntettük néhány kémiai elem különböző ionizációs állapotának megfelelő színképvonalak (4.9.5) alapján számolt relatív „erősségét”. Az ábrából nyilvánvaló, hogy különböző hőmérsékletek (színképtípusok) mellett más és más színképvonalak jelennek meg.

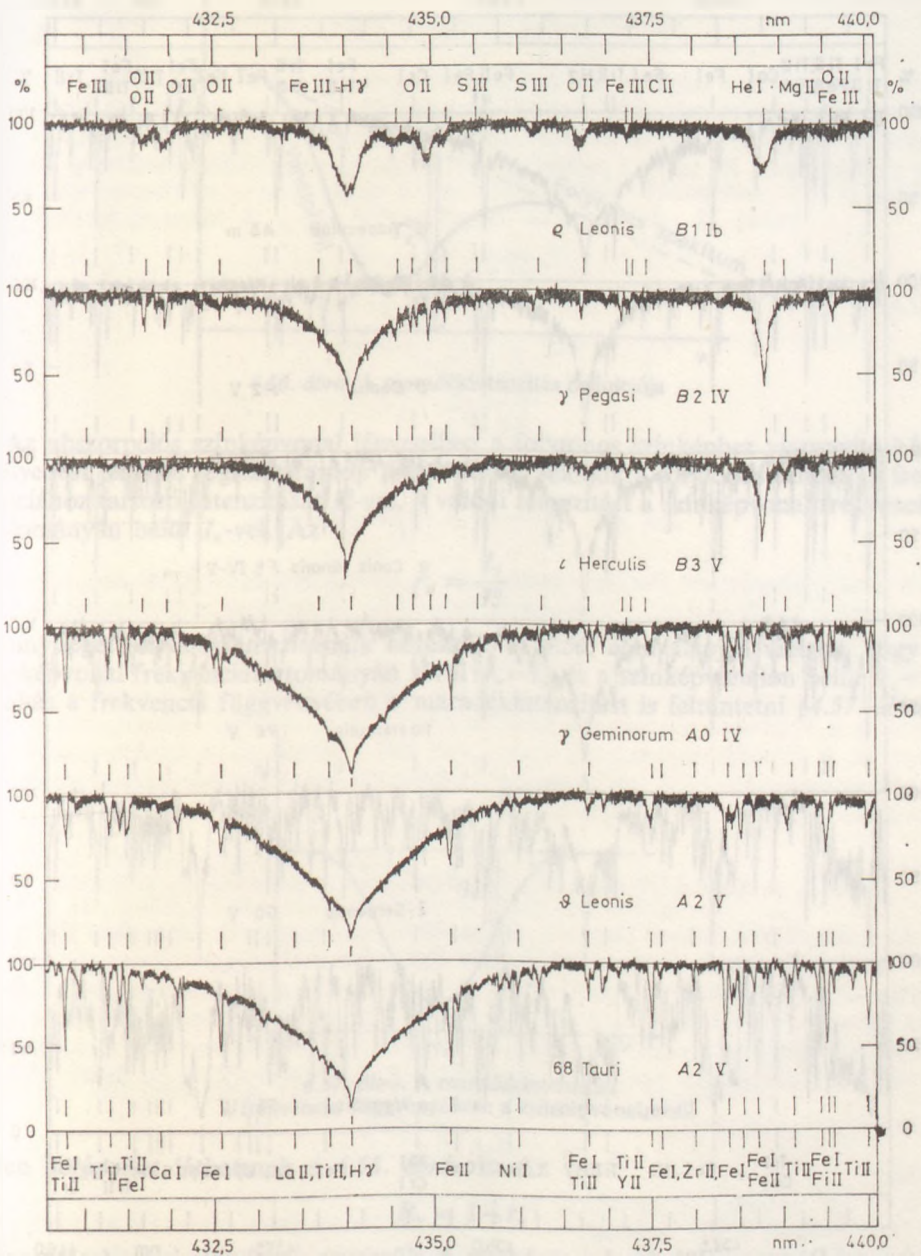


4.54. ábra. Néhány színképvonal relatív „erősségének” függése a színképtípustól

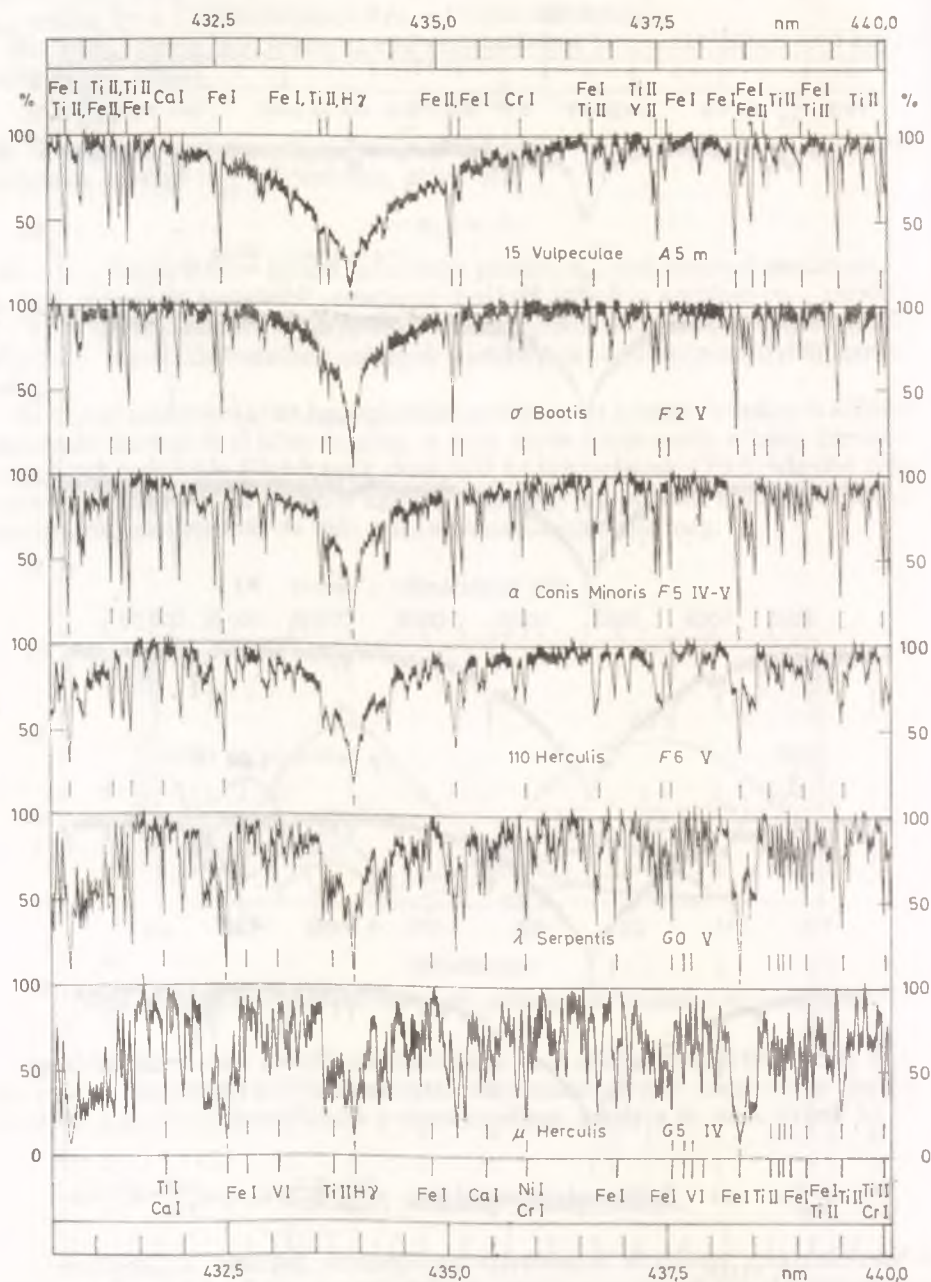
Az előzőekben csak globálisan mutattunk rá a színképosztályba sorolás elvi kérdéseire. A bemutatott módszer részletes számításokkal való kiegészítése alapján felépíthető a spektrálklasszifikáció pontos elmélete, amelyre itt nem térünk ki.

4.9.2. A színképvonalprofilok

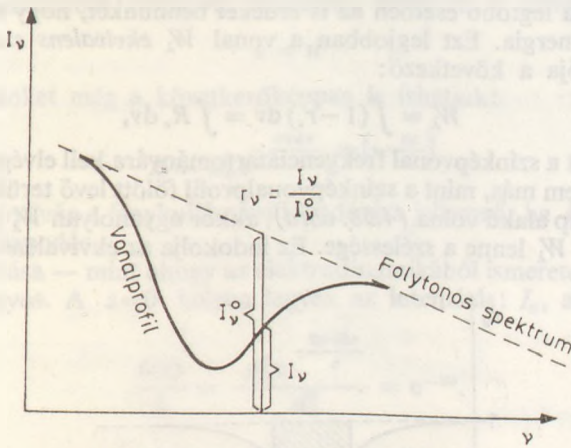
A csillagokról készített színképvonal-felvételeket általában spektrofotométerrel mérik ki. Így kapható meg a regisztrátum, amelyen a különböző elemekhez tartozó színképvonalak tanulmányozhatók. A 4.55a és b ábrán néhány csillag színképeinek regisztrátumát tüntettük fel a 430 és 440 nm közötti tartományban. Itt a legfontosabb vonal a hidrogén H_γ -vonala.



4.55a. ábra. (Szöveget lásd a következő oldalon.)



4.55b ábra. Néhány csillag szinképekének regisztrátuma (a és b) K. O. WRIGHT (Pub. Dom. Ap. Obs. Victoria 1948, 8, 1) nyomán

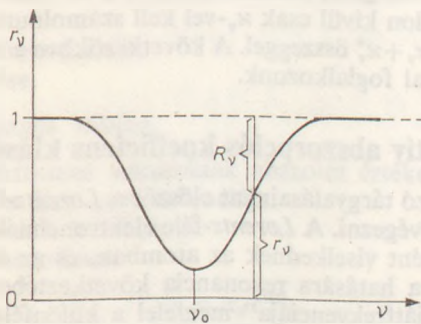


4.56. ábra. A maradékintenzitás definíciója

Az abszorpciós színekvonal lényegében a folytonos színekhez viszonyított bemélyedést jelent a regisztrátumon (4.56. ábra). Jelöljük a folytonos színek ν frekvenciához tartozó intenzitását I_v^0 -val, a valódi intenzitást a színekvonal frekvencia tartományán belül I_v -vel. Az

$$r_v = \frac{I_v}{I_v^0}$$

mennyiséget *maradékintenzitás*nak nevezük. A 4.56. ábra alapján világos, hogy a színekvonal frekvenciatartományán kívül $r_v=1$, és a színekvonalon belül $r_v < 1$. Szokás a frekvencia függvényében a maradékintenzitást is feltüntetni (4.57. ábra).



4.57. ábra. A maradékintenzitás a frekvencia függvényében: a színekvonalprofil

Ilyen ábrázolást láthattunk a 4.55. ábrán is. Az

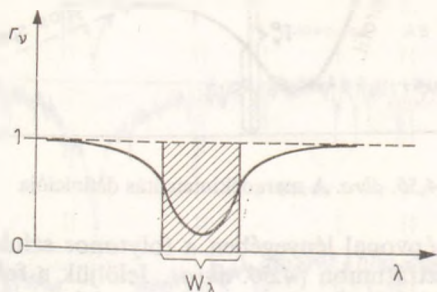
$$R_v = 1 - r_v$$

mennyiséget *vonalmélység*nek nevezük. A színekvonalon belül a maradékintenzitás minimuma legyen r_v^0 -nál. r_v^0 -t *centrális maradékintenzitás*nak nevezük. A vonal legbelső részét (a centrális maradékintenzitás környezetét) a vonal *magjának*, a legkülső részeket pedig *vonalszárnyak*nak nevezük.

Természetesen a legtöbb esetben az is érdekel bennünket, hogy mennyi az összes abszorbeált fényenergia. Ezt legjobban a vonal W_λ ekvivalens szélessége jellemzi, melynek definíciója a következő:

$$W_\lambda = \int (1 - r_\nu) d\nu = \int R_\nu d\nu, \quad (4.9.6)$$

ahol az integrálást a színképvonal frekvenciatartományára kell elvégeznünk. Az ekvivalens szélesség nem más, mint a színképvonalprofil fölött levő terület. Ha a színképvonalprofil téglalap alakú volna (4.58. ábra), akkor ugyanolyan W_λ ekvivalens szélesség mellett éppen W_λ lenne a szélessége. Ez indokolja az ekvivalens szélesség elnevezést.



4.58. ábra. Az ekvivalens szélesség definíciója

A színképvonal azért jön létre, mert a színképvonal frekvenciatartományában a κ_ν abszorpciós koefficiens megnövekedik, hiszen ebben a frekvenciaintervallumban képes valamelyik atom abszorbeálni az elektromágneses sugárzást. Ahhoz, hogy a színképvonalprofil alakját elméletileg meghatározhassuk, ismernünk kell a κ_ν abszorpciós koefficiens függését a frekvenciától. Az abszorpciós koefficiens két fő részből tevődik össze: a κ_ν folytonos abszorpciós koefficiensből és a κ_ν^* szelektív abszorpciós koefficiensből. A színképvonalon kívül csak κ_ν -vel kell számolnunk, a színképvonal frekvenciatartományában a $\kappa_\nu + \kappa_\nu^*$ összeggel. A következőkben a κ_ν^* szelektív abszorpciós koefficiens kiszámításával foglalkozunk.

4.9.3. A szelektív abszorpciós koefficiens klasszikus elmélete

Az e tárgykörbe tartozó tárgyalásainkat először a Lorentz-féle klasszikus elektronelmélet alapján fogjuk elvégezni. A Lorentz-féle elektronelmélet szerint az elektronok harmonikus oszcillátorként viselkednek az atomban, és az elektromágneses hullám elektromos vektorának a hatására rezonancia következtében rezgésbe jönnek. Az atom elektronjának „sajátfrekvenciája” megfelel a különféle energiaátmeneteknek.

Az elektrodinamika szerint a fényhullámot a következőképpen lehet felírni:

$$A = A_0 e^{i\omega \left(t - \frac{n}{c} z \right)}, \quad (4.9.7)$$

ahol

n az ún. komplex törésmutató: $n = n(1 - ik)$,

n a közönséges törésmutató,

k az anyag abszorbeáló képességére jellemző állandó,

A_0 az elektromos (ill. mágneses) térerősségvektor amplitúdója,

ω a rezgés körfrekvenciája,

z a terjedés iránya.

Az elektrodinamikából ezenkívül ismeretes, hogy az ε dielektromos állandó:

$$\varepsilon = n^2.$$

(4.9.7) kifejezésünket még a következőképpen is írhatjuk:

$$A = A_0 e^{-\frac{\omega n z}{c}} e^{i\omega \left(t - \frac{nz}{c}\right)}.$$

Az első tényező nyilván a fényhullám csillapodására jellemző; ha $k=0$ (vagy $n=0$), akkor nincs csillapodás.

A fény intenzitása — mint ahogy az elektrodinamikából ismeretes — az amplitúdó négyzetével arányos. A $z=0$ helyen legyen az intenzitás: I_0 , akkor

$$\frac{I(z)}{I_0} = \frac{A_0^2 e^{-\frac{2\omega n z}{c}}}{A_0^2} = e^{-\kappa z}, \quad (4.9.8)$$

ahol

$$\kappa = \frac{2\omega n k}{c}$$

és

$$I(z) = I_0 e^{-\kappa z},$$

vagy

$$dI = -I_0 \kappa dz,$$

tehát κ nem más, mint a távolságegységre vonatkoztatott abszorpciós koefficiens. κ és k között a (4.9.8) kifejezés ad meg összefüggést.

A harmonikus oszcillátor differenciálegyenlete a következőképpen írható fel:

$$\ddot{x} + \omega_0^2 x + \gamma \dot{x} = \frac{e}{m} E, \quad (4.9.9)$$

ahol

ω_0 a rendszer sajátfrekvenciája,

x az elektron kitérése,

$\frac{e}{m}$ az elektron fajlagos töltése,

E a fényhullám elektromos vektorának abszolút értéke,

$E = E_0 e^{i\omega t}$, ahol ω a fény körfrekvenciája,

γ pedig egy csillapodási koefficiens.

A (4.9.9) egyenlet megoldását

$$x = x_0 e^{i\omega t}$$

alakban kell keresnünk. Helyettesítsük ezt be a (4.9.9) egyenletbe:

$$x(-\omega^2 + i\gamma\omega + \omega_0^2) = \frac{e}{m} E.$$

Az elektron x kitérése miatt az atom xe elektromos dipólusmomentummal rendelkezik. Az egységnyi térerősségre eső dipólusmomentum (α) — definíció szerint — a polarizáló képesség:

$$\alpha = \frac{ex}{E}.$$

Legyen az 1 cm^3 -ben levő oszcillátorok száma N , akkor a térfogategységre vonatkozott polarizáció:

$$P = \alpha NE.$$

Ismeretes, hogy a D eltolásvektor és a P polarizációs vektor között a következő összefüggés áll fenn:

$$D = \varepsilon E = E + 4\pi P,$$

amiből

$$\varepsilon = n^2 = 1 + \frac{4\pi P}{E} = 1 + 4\pi N\alpha,$$

továbbá

$$n^2 - 1 = 4\pi N \frac{ex}{E} = 4\pi N \frac{e^2}{m} \frac{x}{\frac{e}{m} E} = 4\pi N \frac{e^2}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega}.$$

Az utóbbi egyenlet valós része:

$$n^2(1 - k^2) - 1 = 4\pi N \frac{e^2}{m} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2}, \quad (4.9.10)$$

a képzetes rész:

$$2n^2k = 4\pi N \frac{e^2}{m} \frac{\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2}. \quad (4.9.11)$$

A szinképvonal frekvenciatartományán belül nyilván:

$$\Delta\omega = \omega - \omega_0 \ll \omega_0,$$

tehát a következő közelítés alkalmazható:

$$\omega_0^2 - \omega^2 = \omega_0^2 - (\omega_0 + \Delta\omega)^2 \approx -2\omega_0\Delta\omega$$

és

$$(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \omega^2\gamma^2 \approx 4\omega_0^2 \left[\Delta\omega^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2 \right].$$

A csillaglégkörben $n \approx 1$ és $k \ll 1$. A (4.9.10) egyenlet ekkor a következőképpen írható:

$$(n-1)(n+1) \approx 2(n-1) \approx \frac{4\pi Ne^2}{m} \frac{-2\omega_0\Delta\omega}{4\omega_0^2 \left[\Delta\omega^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2 \right]},$$

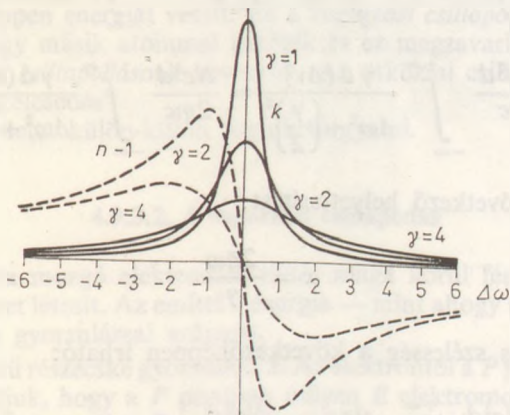
tehát

$$n-1 = \frac{\pi Ne^2}{m} \frac{-\Delta\omega}{\omega_0 \left[\Delta\omega^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2 \right]}.$$

A (4.9.11) egyenletből:

$$\begin{aligned} x &= \frac{2\omega nk}{c} = \frac{2\omega n}{c} \frac{1}{2n^2} \frac{4\pi Ne^2}{m} \frac{\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2} \approx \\ &\approx \frac{\pi Ne^2}{mc} \frac{\gamma}{\Delta\omega^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}. \end{aligned} \quad (4.9.12)$$

Utóbbi kifejezésünk megmutatja, hogyan változik az abszorpciós koeficiens értéke a frekvencia (jelen esetben $\Delta\omega$) függvényében. Nyilvánvaló, hogy a $\kappa(\Delta\omega)$ függvény alakja a γ csillapítási tényező értékétől függ. κ lefutását különböző γ értékek esetén a 4.59. ábrán tüntettük fel.



4.59. ábra. A $\kappa(\Delta\omega)$ függvény alakja különböző γ csillapítási tényezők mellett

Látható, hogy γ növekedésével az abszorpciós koeficiens görbéje erősen ellaposodik. Nyilván γ értéke közvetve a színképvonal kiszélesedését is eredményezi.

Megjegyezzük, hogy γ egyben a vonal félértékszélességét is jelenti. Ezt a következőképpen láthatjuk be (4.9.12)-ből:

$$\kappa(0) = \frac{\pi N e^2}{mc} \frac{\gamma}{\left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} = \frac{\pi N e^2}{mc} \frac{4}{\gamma},$$

$$\kappa\left(\frac{\gamma}{2}\right) = \frac{\pi N e^2}{mc} \frac{\gamma}{\left(\frac{\gamma}{2}\right)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} = \frac{\pi N e^2}{mc} \frac{2}{\gamma} = \frac{1}{2} \kappa(0).$$

Nyilvánvaló, hogy a színképvonal alakja elsősorban γ -tól függ. Ha $\gamma=0$, akkor κ csak $\Delta\omega=0$ -nál különbözik 0-tól.

Most belátjuk, hogy a teljes abszorpció értéke független γ -tól. Egy d vastagságú rétegbe hatoljon be I_{v0} intenzitású fény. A fény intenzitása a rétegen való áthaladás után nyilván

$$I_v = I_{v0} e^{-\kappa_v d}.$$

Itt $\kappa_v d$ nyilván optikai mélység jellegű mennyiség. d -t válasszuk ne túl nagyra úgy, hogy $\kappa_v d \ll 1$ legyen. (Ez a csillagfotoszférákban sok esetben teljesül.) Ekkor

$$I_v = I_{v0} \left(1 - \kappa_v d + \frac{(\kappa_v d)^2}{2} + \dots \right) \approx I_{v0} (1 - \kappa_v d).$$

W_v ekvivalens szélesség, ami összabszorpcióval van kapcsolatban, (4.9.6)-ból a

következőképpen számítható ki:

$$\begin{aligned}
 W_v &= \int_0^{\infty} R_v dv = \int_0^{\infty} \left(1 - \frac{I_v}{I_{v0}}\right) dv = \int_{-\infty}^{+\infty} dx, d(\Delta v) = \\
 &= \frac{\pi N e^2 d}{mc} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\gamma d(\Delta v)}{\Delta \omega^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} = \frac{N e^2 d}{2mc} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\gamma d(\Delta \omega)}{\Delta \omega^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2},
 \end{aligned}$$

hiszen $2\pi\Delta v = \Delta\omega$.

Vezessük be a következő helyettesítést:

$$x = \frac{2\Delta\omega}{\gamma}$$

Ekkor az ekvivalens szélesség a következőképpen írható:

$$W_v = \frac{N e^2 d}{mc} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{1+x^2} = \frac{N e^2 d}{mc} [\operatorname{arctg} x]_{-\infty}^{+\infty} = \frac{\pi N e^2 d}{mc}. \quad (4.9.13)$$

Utóbbi kifejezésünk valóban független a γ csillapodási tényezőtől — de természetesen függ d -től. Ha W_v ismert, akkor ebből ki lehet számítani Nd -t, tehát az egységnyi felületre eső összes abszorbeáló atomok számát.

Ha

$$|\Delta\omega| < \frac{\gamma}{2},$$

a vonal magjáról, ha

$$|\Delta\omega| > \frac{\gamma}{2},$$

a vonal szárnyáról beszélünk.

A vonal magjától távol (a szélső vonalszárnyakon) (4.9.12) alapján:

$$\kappa_v \approx \frac{\pi N e^2}{mc} \frac{\gamma}{\Delta\omega^2} = \frac{N e^2 \lambda^4}{4\pi c^3 m} \frac{\gamma}{\Delta\lambda^2},$$

hiszen

$$\omega = 2\pi\nu = 2\pi \frac{c}{\lambda},$$

$$\Delta\omega = 2\pi c \left(-\frac{1}{\lambda^2}\right) \Delta\lambda.$$

Állandó $\Delta\lambda$ mellett az abszorpció a vonalszárnyon $\kappa_v d$ -vel arányos, azaz a maradék-intenzitás γNd -vel.

(4.9.13)-ból az összes abszorpció segítségével Nd már kiszámítható volt. Ily módon a mérésekből megállapítható γ értéke. γ ismeretében κ_v vonalszárnybeli értékéből következtethetünk N értékére.

4.9.3.1. A csillapodási tényező kiszámítása

A csillapodási tényező értékét általában két tény befolyásolja:

1. A rezgő elektron gyorsuló mozgást végez, és mint ilyen, sugároz. A sugárzó elektron szükségképpen energiát veszít. Ez a *sugárzási csillapodás*.

2. Az elektron egy másik atommal ütközik és ez megzavarhatja rezgőmozgását. Ez utóbbit *ütközési csillapodásnak* nevezzük. Az ütközési csillapodás eredménye a „nyomási vonalkiszélesedés”.

A felsorolt két esetet külön-külön fogjuk tárgyalni.

4.9.3.2. A sugárzási csillapodás

Minden gyorsulva mozgó elektromos töltés maga körül fénysebességgel terjedő elektromágneses teret létesít. Az emittált energia — mint ahogy az elektrondinamikából ismeretes — a gyorsulással arányos.

Legyen az e töltésű részecske gyorsulása \ddot{x} . Az elektrontól a P pontba mutató vektor legyen: \mathbf{r} . Kiszámítjuk, hogy a P pontban milyen \mathbf{E} elektromos és \mathbf{H} mágneses tér keletkezik. Ismeretes, hogy \mathbf{E} az \ddot{x} és \mathbf{r} által meghatározott síkban van benne és merőleges \mathbf{r} -re, míg \mathbf{H} az \mathbf{E} -re merőleges, továbbá

$$|\mathbf{E}| = |\mathbf{H}| = \frac{e\ddot{x} \sin \vartheta}{c^2 r},$$

ahol ϑ az \mathbf{r} és \ddot{x} által bezárt szög.

Az s elektromágneses energiafluxus P -ben:

$$S = \frac{c}{4\pi} |\mathbf{E} \times \mathbf{H}| = \frac{e^2 \ddot{x}^2 \sin^2 \vartheta}{4\pi c^3 r^2}.$$

Integráljuk s -et a teljes r sugarú gömb felületére. Ekkor

$$S = \frac{e^2 \ddot{x}^2}{4\pi c^3 r^2} \int_{4\pi} r^2 \sin^2 \vartheta \, d\omega = \frac{2e^2 \ddot{x}^2}{3c^3}.$$

Az utóbbi képletünkben s megadja a részecske által 1 s alatt kisugárzott energiát. Így, ha az elektron energiáját E -vel jelöljük,

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{2e^2 \ddot{x}^2}{3c^3}. \quad (4.9.14)$$

A gerjesztett elektron a foton behatása után szabad csillapított rezgést végez, melynek differenciálegyenlete:

$$\ddot{x} + \gamma \dot{x} + \omega_0^2 x = 0. \quad (4.9.15)$$

A (4.9.15) egyenlet megoldását $x = A e^{i\omega t}$ alakban keressük. Behelyettesítve kapjuk, hogy

$$-\omega^2 + i\gamma\omega + \omega_0^2 = 0.$$

Tekintettel arra, hogy $\omega_0 \approx \omega$, $i\gamma\omega$ helyett $i\gamma\omega_0$ -t vesszük. Ekkor

$$\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega_0 = 0.$$

Innen

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 + i\gamma\omega_0} \approx \omega_0 + \frac{i}{2}\gamma.$$

(4.9.15) megoldása tehát

$$x = A e^{i\left(\omega_0 + \frac{i}{2}\gamma\right)t} = A e^{-\frac{\gamma}{2}t} e^{i\omega_0 t}. \quad (4.9.16)$$

Az oszcillátor E energiája az amplitúdó négyzetével arányos:

$$E = E_0 e^{-\gamma t} = E_0 e^{-\frac{t}{T}},$$

ahol $T = \frac{1}{\gamma}$ a lecsengési idő. Ebből pedig

$$\frac{dE}{dt} = -\gamma E = -\gamma m \bar{x}^2,$$

ahol \bar{x}^2 az elektron közepes sebességét jelenti. Nyilván (4.9.14)-ből:

$$\gamma m \bar{x}^2 = \frac{2e^2 \bar{x}^2}{3c^3}.$$

(Itt feltételeztük azt, hogy a lecsengési idő lényegesen nagyobb, mint az elektron rezgésének „periódusa”.) Utóbbi egyenletünkéből:

$$\gamma = \frac{2e^2}{3mc^3} \frac{\bar{x}^2}{\bar{x}^2}.$$

γ értékének kiszámításához ki kell számítanunk $\frac{\bar{\ddot{x}}^2}{\bar{x}^2}$ -ot. (4.9.16)-ből:

$$x = A_0 \cos \omega_0 t,$$

$$\dot{x} = -\omega_0 A_0 \sin \omega_0 t; \quad \overline{\dot{x}^2} = \omega_0^2 A_0^2 \overline{\sin^2 \omega_0 t},$$

$$\ddot{x} = -\omega_0^2 A_0 \cos \omega_0 t; \quad \overline{\ddot{x}^2} = \omega_0^4 A_0^2 \overline{\cos^2 \omega_0 t}.$$

Nyilván $\overline{\sin^2 \omega_0 t} = \overline{\cos^2 \omega_0 t}$, tehát

$$\frac{\overline{\ddot{x}^2}}{\overline{\dot{x}^2}} = \omega_0^2.$$

Így a sugárzási csillapodás állandója:

$$\gamma_s = \frac{2e^2 \omega_0^2}{3mc^3}. \quad (4.9.17)$$

Már láttuk, hogy a vonal félértékszélessége $\Delta\omega = \frac{\gamma}{2}$ -nél van, tehát a vonal félértékszélessége γ_s -sel egyenlő, tehát hullámhosszban mérve:

$$\Delta\lambda = \frac{2\pi c}{\omega_0^2} \Delta\omega = \frac{4\pi e^2}{3mc^2}.$$

Kifejezésünk független λ -tól. Ez tehát az a minimális szélesség, amellyel egy színkép-

vonalnak rendelkeznie kell. A konstansokat behelyettesítve azt kapjuk, hogy

$$\Delta\lambda = 1,18 \cdot 10^{-5} \text{ nm.}$$

Ez olyan kicsiny, hogy ennek a mérése a spektroszkópai eszközökkel jelenleg lehetetlen. A valóságban azonban ilyen ideális színképvonalat sohasem észlelhetünk, mert más effektusok a színképvonalat ennél lényegesen nagyobb mértékben szélesítik ki.

Megjegyezzük, hogy a vonal véges szélessége a Heisenberg-féle határozatlansági relációnak is következménye. Ismeretes, hogy az energia és az idő mérési pontosságaira vonatkozóan fennáll a következő összefüggés:

$$\Delta E \cdot \Delta t \cong \frac{1}{2} \hbar = \frac{h}{4\pi}.$$

Δt legyen a $T = \frac{1}{\gamma}$ lecsengési idő, ekkor

$$\Delta t = \frac{1}{\gamma} = \frac{3mc^3}{2e^2\omega_0^2} = \frac{3mc\lambda_0^2}{8\pi^2 e^2},$$

és

$$\Delta E \cong \frac{1}{2} \hbar \Delta\nu = \frac{h}{4\pi} \frac{1}{\Delta t} = h \frac{2\pi e^2}{3mc\lambda_0^2},$$

amiből

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{c} \Delta\nu = \frac{4\pi e^2}{3mc^2},$$

ami megegyezik a klasszikus úton kapott értékkel.

4.9.3.3. Az ütközési csillapodás

Ha az elektron ütközést szenved, a T lecsengési idő megrövidül, tehát γ megnövekedik, és így a színképvonal is szélesebb lesz. A szabad harmonikus oszcillátor rezgése differenciálegyenletének megoldása, mint már levezettük, (4.9.16) szerint

$$x = Ae^{-\frac{\gamma}{2}t} \cos(\omega_0 t + \varphi).$$

Itt $\frac{2}{\gamma}$ az oszcillátor csillapodási ideje, ennyi idő alatt csökken le a rezgés amplitúdója e-edrészére.

Legyen $p\Delta t$ annak a valószínűsége, hogy a rezgő elektron infinitézimálisan kicsiny Δt idő alatt ütközést szenved. Nyilván ekkor annak valószínűsége, hogy az elektron Δt idő alatt nem ütközik:

$$q = 1 - p\Delta t.$$

Annak $W(t)$ valószínűsége, hogy a részecske t idő alatt nem ütközik, nyilván

$$W(t) = (1 - p\Delta t)^{\frac{t}{\Delta t}} = \left[(1 - p\Delta t)^{\frac{1}{p\Delta t}} \right]^{pt}.$$

Ha $\Delta t \rightarrow 0$, akkor nyilván

$$W(t) = e^{-pt} = e^{-\frac{t}{\tau}}.$$

Itt $\tau = \frac{1}{p}$ a két ütközés között eltelt átlagos időt jelenti, hiszen $p\tau = 1$ és τ idő alatt a részecske biztosan ütközik. p az időegység alatt bekövetkező ütközések száma. Az ímént definiált τ értéknek még más jelentése is van:

$$W(\tau) = e^{-1},$$

azaz τ idő alatt azoknak az elektronoknak a száma, amelyek még nem ütköztek (tehát még sugároznak), e-edrészére csökken. Emlékeztetünk rá, hogy a sugárzási csillapodásnál $\frac{2}{\gamma_s}$ volt az az idő, amely alatt a sugárzás e-edrészére csökkent. τ -nak tehát formálisan ugyanolyan szerepe van, mint $\frac{2}{\gamma_s}$ -nek a sugárzási csillapodás esetén. Formálisan tehát felírhatjuk, hogy

$$\tau = \frac{2}{\gamma_u}$$

vagy

$$\gamma_u = \frac{2}{\tau} = 2p,$$

ahol p a időegységre jutó ütközések száma és γ_u az ütközési csillapodás tényezője.

Ha $\gamma_u > \gamma_s$, akkor a vonal félértékszélességét γ_s helyett nyilván γ_u fogja megadni. γ_u megadásához természetesen p értékét kell kiszámítanunk. p -t csak nagyságrendileg fogjuk megbecsülni. Legyen a szóba jövő részecskék átmérője σ , az 1 cm^3 -ben lévő részek száma n , átlagos sebességük v . Könnyen látható, hogy egy v sebességgel mozgó részecske 1 s alatt $p = \sigma^2 \pi v n$ ütközést szenved el. A statisztikus mechanikából ismert, hogy

$$\frac{mv^2}{2} = \frac{3}{2} kT,$$

tehát

$$v = \sqrt{\frac{3kT}{m}}$$

és

$$P = nkT,$$

tehát

$$v = \sqrt{\frac{3P}{mn}}.$$

Ily módon (felhasználva az állapotegyenletet):

$$\begin{aligned} p &= \pi \sigma^2 \left(\frac{3P}{mn} \right)^{1/2} \frac{P}{kT} = \pi \sigma^2 \left(\frac{3 \left(\frac{\rho}{\mu} \right) RT}{\rho} \right)^{1/2} \frac{P}{kT} = \\ &= \pi \sigma^2 \left(3RT \frac{1}{\mu} \right)^{1/2} \frac{L}{R} \frac{P}{T}, \end{aligned}$$

hiszen $\frac{1}{k} = \frac{L}{R}$, ahol L az *Avogadro*-féle szám. Így

$$p = \pi \sigma^2 LP \left(\frac{3}{\mu RT} \right)^{1/2}.$$

Az ütközési csillapodás tényezője

$$\gamma_u = 2p = 2\pi \sigma^2 LP \left(\frac{3}{\mu RT} \right)^{1/2}. \quad (4.9.18)$$

Általános esetben

$$\gamma = \gamma_s + \gamma_u.$$

γ_s ismert, tehát a vonalprofilból (pontosabban κ , lefutásából) kiszámítható γ_u , és T más módszerek segítségével mérhető. A γ_u ismeretében tehát — ha más effektus nem torzítja el a vonalat — kiszámítható a P nyomás a vonal keletkezésének helyén. A mérést lényegesen megkönnyíti, hogy általános esetben

$$\gamma_u \gg \gamma_s.$$

4.9.3.4. A termikus Doppler-effektus

A vonalak kiszélesedését eredményezi a kétfajta csillapodáson kívül még a részecskék hőmozgása is.

Legyen a vizsgált részecske hőmozgásának radiális irányú komponense ξ . A *Doppler*-féle eltolódási törvény értelmében az egyébként λ hullámhosszúságú fényt abszorbeáló atom ekkor

$$\Delta\lambda = \frac{\xi}{c} \lambda$$

értékkel eltolódott hullámhosszúságú fényt abszorbeál. Ugyanez más jelöléssel:

$$\Delta\omega = \frac{\xi}{c} \omega,$$

ahol ω a körfrekvencia.

Feltételezzük, hogy a csillag légköre termikus egyensúlyban van, tehát az atomok sebesség szerinti eloszlása a *Maxwell*-féle formulával adható meg. Legyen az 1 cm^3 -re eső részecskék száma N . Ezek közül a ξ , $\xi + d\xi$ sebességintervallumban tartózkodjék dN darab. Ekkor a *Maxwell*-eloszlás szerint:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp \left\{ - \left(\frac{\xi}{\xi_0} \right)^2 \right\} \frac{d\xi}{\xi_0}, \quad (4.9.19)$$

ahol ξ_0 nyilván a hőmérséklettől és az anyag minőségétől függő állandó. Most kiszámítjuk ξ^2 középértékét:

$$\overline{\xi^2} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \xi^2 e^{-\left(\frac{\xi}{\xi_0}\right)^2} \frac{d\xi}{\xi_0} = \frac{\xi_0^2}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} x^2 e^{-x^2} dx.$$

Ismeretes, hogy

$$\int_{-\infty}^{+\infty} x^2 e^{-x^2} dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2},$$

tehát

$$\overline{\xi^2} = \frac{\xi_0^2}{2}. \quad (4.9.20)$$

Az atomok sebességnégyzetének az átlaga

$$\overline{v^2} = \overline{\xi^2 + \eta^2 + \zeta^2} = \frac{3}{2} \xi_0^2.$$

A termodinamika törvényei szerint viszont

$$\frac{m\overline{v^2}}{2} = \frac{3}{2} kT = \frac{m}{2} \frac{3}{2} \xi_0^2 = \frac{3m}{4} \xi_0^2,$$

tehát

$$\xi_0^2 = \frac{2kT}{m} = \frac{2NkT}{Nm} = \frac{2P}{\rho}.$$

Igy

$$\xi_0^2 = \frac{2}{\rho} P = \frac{2R}{\mu} T. \quad (4.9.21)$$

Vezessük be a következő jelölést:

$$\frac{(\Delta\lambda)_D}{\lambda} = \frac{(\Delta\omega)_D}{\omega} = \frac{\xi_0}{c},$$

vagy

$$(\Delta\lambda)_D = \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}.$$

Ha most pusztán csak a *Doppler*-effektust vesszük figyelembe, akkor az intenzitás-eloszlás (4.9.19) szerint a hullámhossz függvényében a következő (optikailag vékony rétegek esetén):

$$\frac{dI_v}{I_v} = c_1 \frac{dN}{N} = \frac{c_1}{\sqrt{\pi}} \exp\left\{-\left[\frac{\Delta\lambda}{(\Delta\lambda)_D}\right]^2\right\} \frac{d\Delta\lambda}{(\Delta\lambda)_D},$$

ahol c_1 konstans.

Ez utóbbi formulánk nyilván csak akkor igaz, ha az I_v intenzitás arányos az N részecskesűrűséggel, ami optikailag vékony rétegek esetében teljesül. Mivel

$$dI_v = -I_v \kappa_v d,$$

ahol d ismét az abszorbeáló réteg vastagságát jelöli, kifejezhető a κ_v abszorpciós koefficiens:

$$\kappa_v d = c_1 \frac{dI_v}{I_v} = \frac{c_2}{(\Delta\omega)_D} \exp\left\{-\left[\frac{\Delta\omega}{(\Delta\omega)_D}\right]^2\right\} = \frac{c_3}{(\Delta\lambda)_D} \exp\left\{-\left[\frac{\Delta\lambda}{(\Delta\lambda)_D}\right]^2\right\}, \quad (4.9.22)$$

ahol c_2 és c_3 konstansok.

Az összabszorpció állandóságának tételét (4.9.13) alapján felhasználva könnyen kiszámítható, hogy

$$c_3 = \frac{\sqrt{\pi} e^2 N \lambda^2}{mc}.$$

Minél nagyobb $(\Delta\lambda)_D$ (tehát minél nagyobb azonos átlagos molekulaszám T),

annál inkább széthúzódik κ , görbéje, tehát annál szélesebb lesz az abszorpciós színképvonal.

A vonal félértékszélessége nyilván $2\Delta\lambda'$, ha

$$\exp\left\{-\left[\frac{\Delta\lambda'}{(\Delta\lambda)_D}\right]^2\right\} = \frac{1}{2},$$

vagy

$$-\left[\frac{\Delta\lambda'}{(\Delta\lambda)_D}\right]^2 = -\ln 2,$$

illetve

$$\Delta\lambda' = (\Delta\lambda)_D \sqrt{\ln 2}.$$

A vonal félértékszélessége tehát (4.9.21)-et felhasználva:

$$\begin{aligned} 2\Delta\lambda' &= 2(\Delta\lambda)_D \sqrt{\ln 2} = 1,665(\Delta\lambda)_D = 1,665 \frac{\lambda}{c} \xi_0 = \\ &= 1,665 \sqrt{\frac{2R}{\mu}} T = 7,16 \cdot 10^{-7} \lambda \sqrt{\frac{T}{\mu}}. \end{aligned} \quad (4.9.23)$$

Például a H_β -vonalra ($\lambda=486,1$ nm) $T=5700$ K és $\mu=1$ esetében:

$$2\Delta\lambda' = 0,0263 \text{ nm}.$$

A csillagatmoszférák viszonyai között a *Doppler*-szélesedés sokkal nagyobb, mint a sugárzási csillapodásból adódó szélesedés, és legtöbbször nagyobb, mint a nyomási vonalkiszélesedés.

4.9.3.5. Csillapodás és Doppler-effektus

Most megvizsgáljuk, hogy a csillapodásból és a *Doppler*-effektusból adódó szélesedési effektusok együttesen mit eredményeznek. Az atom sajátkörfrekvenciája legyen ω_0 . Ha az atomnak ξ radiális sebessége is van, akkor a *Doppler*-effektus miatt az ω_0 körfrekvenciájú sugárzás helyett az atom az

$$\omega_0 + \Delta\omega = \omega_0 + \omega_0 \frac{\xi}{c} = \omega_0 \left(1 + \frac{\xi}{c}\right)$$

körfrekvenciánál nyeli el a sugárzást. Ekkor a kiszemelt egyetlen atom abszorpciós koefficiense (4.9.12) alapján:

$$\kappa_{\omega \text{ atom}} = \frac{\pi e^2}{mc} \frac{\gamma}{(\omega - \omega_0 - \Delta\omega)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2}.$$

A képletben (mivel egy atomra számolunk) elhagytuk az N részecskesűrűséget, és $\gamma = \gamma_s + \gamma_u$.

A ξ radiális sebességgel mozgó részecskék száma a *Maxwell*-eloszlás miatt:

$$dN = \frac{N}{\sqrt{\pi}} \exp\left\{-\left[\frac{\Delta\omega}{(\Delta\omega)_D}\right]^2\right\} \frac{d\Delta\omega}{(\Delta\omega)_D}. \quad (4.9.24)$$

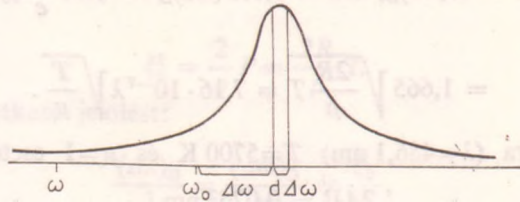
Most fix ω mellett vagyunk kíváncsiak κ_ω -ra. Meg kell tehát vizsgálnunk, hogy fix ω esetén a különböző $\Delta\omega$ -k milyen súllyal jönnek szóba.

A Doppler-effektus miatt a $\Delta\omega$ -val eltolódott körfrekvenciájú atomok nyilván az ω helyen

$$\kappa_\omega = \frac{\pi e^2}{mc} \frac{\gamma}{(\omega - \omega_0 - \Delta\omega)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} dN$$

abszorpciós koefficiens adnak (4.60. ábra). (4.9.24) alapján a $\Delta\omega$ -val eltolódott körfrekvenciájú atomok miatt adódó abszorpciós koefficiens:

$$\kappa_\omega = \kappa_v(\Delta\omega) \frac{e^2 N \sqrt{\pi}}{mc(\Delta\omega)_D} \exp\left\{-\left[\frac{\Delta\omega}{(\Delta\omega)_D}\right]^2\right\} \frac{\gamma}{(\omega - \omega_0 - \Delta\omega)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} d\Delta\omega.$$



4.60. ábra. A csillapodási vonalprofil eltolódása a Doppler-effektus miatt

Ha ω -nál a teljes abszorpciós koefficiienst meg akarjuk kapni, akkor $\Delta\omega$ szerint integrálnunk kell $-\infty$ -től $+\infty$ -ig, tehát:

$$\kappa_\omega = \frac{\sqrt{\pi} e^2 N}{mc} \gamma \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp\left\{-\left[\frac{\Delta\omega}{(\Delta\omega)_D}\right]^2\right\}}{(\omega - \omega_0 - \Delta\omega)^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} \frac{d\Delta\omega}{(\Delta\omega)_D}. \quad (4.9.25)$$

Az egyszerűsítés kedvéért vezessük be a következő jelöléseket:

$$a = \frac{\gamma}{(\Delta\omega)_D},$$

$$v = \frac{\omega - \omega_0}{(\Delta\omega)_D},$$

$$y = \frac{\Delta\omega}{(\Delta\omega)_D},$$

$$k_0 = \frac{2\pi^{3/2} e^2 N}{mc(\Delta\omega)_D}.$$

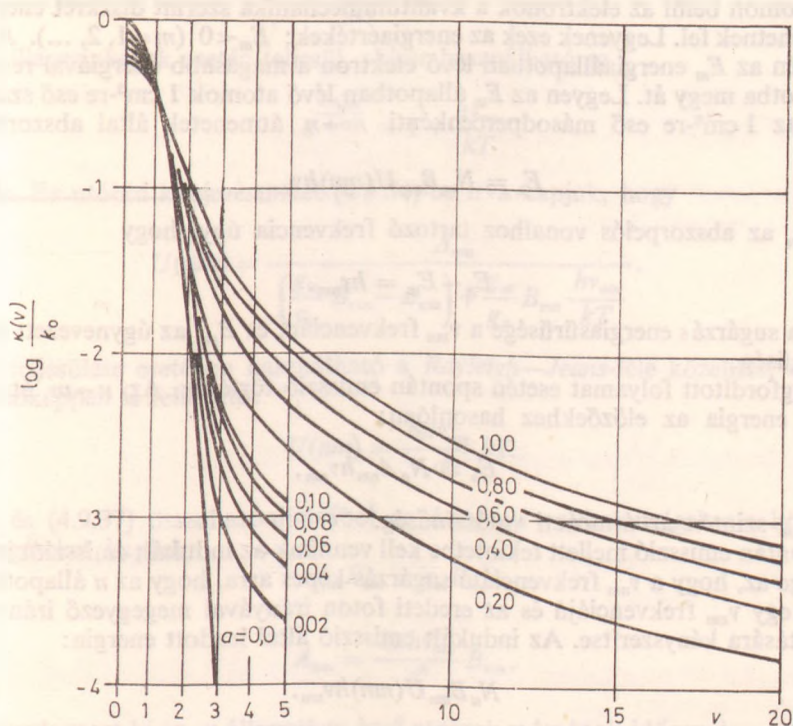
a v vonalcentrumhoz képesti frekvenciaeltolódást jelenti, a jellemző a csillapodás és a

Doppler-hatás viszonyára. Iménti jelöléseinkkel integrálunk a következő alakú:

$$\kappa(\nu) = k_0 \frac{a}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2} dy}{\left(\frac{a}{2}\right)^2 + (\nu - y)^2} \quad (4.9.27)$$

Az ilyen alakú függvényeket *Voigt-függvényeknek* nevezzük, amelyek táblázatokban megtalálhatók.

Az a paraméter különböző értékei mellett a 4.61. ábrán láthatjuk a $\frac{\kappa(\nu)}{k_0}$ görbe lefutását.



4.61. ábra. Színképvonalprofilok különböző a paraméterek mellett

Mint könnyen látható $\nu=0$ esetén $\kappa(0)=k_0$, tehát k_0 az abszorpciós koefficiens a vonalcentrumban.

A csillagatmoszférák viszonyai között $a \ll 1$, tehát az ábrára pillantva megállapítható, hogy általában a *Doppler-effektus* dominál a vonal alakjának kialakításában.

A 4.61. ábrából megállapítható, hogy $\nu < 2$ esetén mindenképpen a *Doppler-effektus* dominál, míg $\nu > 4$ esetén már a csillapodás szabja meg a vonalszárny alakját. Ezért beszélni szoktunk:

- Doppler-magról* ($\nu < 2$) és
- csillapodási szárnyról ($\nu > 4$).

Könnyen látható, hogy a *Doppler*-magban egységnyi vastagságú rétegre:

$$\kappa_{\omega} \approx \frac{2\pi^{3/2} e^2 N}{mc(\Delta\omega)_D} \exp \left\{ - \left[\frac{\Delta\omega}{(\Delta\omega)_D} \right]^2 \right\} \quad (v < 2),$$

míg a vonalszárnyakon:

$$\kappa_{\omega} \approx \frac{\pi N e^2 \gamma}{mc(\omega - \omega_0)^2} \quad (v > 4).$$

4.9.4. A szelektív abszorpció kvantummechanikai tárgyalása

Az atomon belül az elektronok a kvantummechanika szerint diszkrét energiaértékeket vehetnek fel. Legyenek ezek az energiaértékek: $E_m < 0$ ($m=1, 2, \dots$). Abszorpció esetén az E_m energiaállapotban lévő elektron a magasabb energiával rendelkező E_n állapotba megy át. Legyen az E_m állapotban lévő atomok 1 cm^3 -re eső száma N_m . Ekkor az 1 cm^3 -re eső másodpercenkénti $m \rightarrow n$ átmenetek által abszorbeált E_a energia:

$$E_a = N_m B_{mn} U(mn) h\nu_{mn}, \quad (4.9.28)$$

ahol ν_{mn} az abszorpciós vonalhoz tartozó frekvencia úgy, hogy

$$E_n - E_m = h\nu_{mn}.$$

$U(mn)$ a sugárzás energiasűrűsége a ν_{mn} frekvencián, és B_{mn} az úgynevezett átmeneti valószínűség.

A megfordított folyamat esetén spontán emisszió történik. Az $n \rightarrow m$ átmenetnél leadott energia az előzőekhez hasonlóan:

$$E_e = N_n A_{nm} h\nu_{nm}, \quad (4.9.29)$$

ahol A_{nm} szintén az átmeneti valószínűség.

A spontán emisszió mellett tekintetbe kell vennünk az indukált emissziót is. Ennek a lényege az, hogy a ν_{nm} frekvenciájú sugárzás képes arra, hogy az n állapotban lévő atomot egy ν_{nm} frekvenciájú és az eredeti foton irányával megegyező irányú foton kibocsátására kényszerítse. Az indukált emisszió által leadott energia:

$$N_n B_{nm} U(nm) h\nu_{nm}. \quad (4.9.30)$$

Ha a kibocsátó közeg (jelen esetben a csillag fotoszférája) a termodinamikai egyensúly állapotában van, akkor az időegységre eső $n \rightarrow m$ átmenetek száma meg kell egyezzen az időegységre számított $m \rightarrow n$ átmenetek számával, vagyis (4.9.28), (4.9.29) és (4.9.30) alapján:

$$N_m B_{mn} U(mn) = N_n [A_{nm} + B_{nm} U(nm)]. \quad (4.9.31)$$

Az n állapotban lévő atomok N_n számának viszonyát az m állapotban levő atomok N_m számához a *Boltzmann*-egyenlettel adhatjuk meg (lásd a 4.4.6. fejezetet):

$$\frac{N_n}{N_m} = \frac{g_n}{g_m} e^{-\frac{E_n - E_m}{kT}} = \frac{g_n}{g_m} e^{-\frac{h\nu_{nm}}{kT}}, \quad (4.9.32)$$

ahol g_n és g_m a statisztikai súlyok, h a *Planck*-féle, k a *Boltzmann*-féle konstans.

(4.9.31)-ből és (4.9.32)-ből a következő egyenlethez jutunk:

$$\frac{N_n}{N_m} = \frac{g_n}{g_m} e^{-\frac{h\nu_{nm}}{kT}} = \frac{B_{mn} U(nm)}{A_{nn} + B_{nm} U(nm)}. \quad (4.9.33)$$

A (4.9.33) egyenletből most fejezzük ki $U(nm)$ -et:

$$U(nm) = \frac{A_{nm}}{\frac{g_m}{g_n} e^{\frac{h\nu_{nm}}{kT}} B_{mn} - B_{nm}}. \quad (4.9.34)$$

Ha

$$\frac{h\nu_{nm}}{kT} \ll 1, \quad (4.9.35)$$

ami a csillagszínképek esetén teljesül, akkor használható az

$$e^{\frac{h\nu_{nm}}{kT}} \approx 1 + \frac{h\nu_{nm}}{kT}$$

közelítés. Ez utóbbi kifejezésünket (4.9.34)-be írva kapjuk, hogy

$$U(nm) = \frac{A_{nm}}{\left(\frac{g_m}{g_n} B_{mn} - B_{nm}\right) + \frac{g_m}{g_n} B_{mn} \frac{h\nu_{nm}}{kT}}. \quad (4.9.36)$$

(4.9.35) teljesülése esetében használható a Rayleigh—Jeans-féle közelítés, $U(nm)$ a következőképpen is felírható:

$$U(nm) = \frac{8\pi\nu_{nm}^2}{c^3} kT. \quad (4.9.37)$$

(4.9.36) és (4.9.37) összehasonlításából az átmeneti valószínűségekre a következő összefüggéseket kapjuk:

$$g_m B_{mn} = g_n B_{nm} \quad (4.9.38)$$

és

$$A_{nm} = \frac{8\pi h\nu_{nm}^3}{c^3} B_{nm}.$$

Számítsuk most ki az m állapotban levő atomok számának időegységre vonatkoztatott megváltozását (4.9.29) segítségével arra az esetre, ha a sugárzás energiasűrűsége zérus:

$$\frac{dN_m}{dt} = -N_m \sum_n A_{nm}, \quad (4.9.39)$$

ahol az összegezés az összes m „alatt” lévő állapotokra történik. (4.9.39)-et integrálva a következő egyenlethez jutunk:

$$N_m = N_{m,0} e^{-\gamma_m t}, \quad (4.9.40)$$

ahol a

$$\gamma_m = \sum_n A_{nm} = \frac{1}{T_m}$$

jelölést használtuk. T_m idő alatt (spontán emisszió útján) az m állapotban lévő atomok száma e -edrészére csökken. γ_m a sugárzási csillapodás koefficiensének felel meg. Ha sugárzási tér is jelen van, melynek energiasűrűsége $U(nm)$, akkor γ_m (4.9.28), (4.9.29) és (4.9.30) felhasználásával a következőképpen írható fel:

$$\gamma_m = \sum_n A_{nm} + \sum_n B_{nm} U(nm) + \sum_{n'} B_{n'm} U(n'm). \quad (4.9.41)$$

(4.9.41)-ben az első tag a spontán emisszióra, a második az indukált emisszióra, a harmadik pedig az abszorpcióra vonatkozik. (4.9.37)-et és (4.9.38)-at felhasználva:

$$\gamma_m = \sum_n \frac{A_{nm}}{1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}}} + \sum_{n'} \frac{\frac{g_n}{g_{n'}} A_{mn'}}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}. \quad (4.9.42)$$

Ismeretes, hogy az I_ν intenzitású $d\omega$ irányú sugárnyaláb egységnyi vastagságú közegen keresztülhaladva

$$dI_\nu = -\kappa_\nu I_\nu d\nu d\omega$$

változást szenved. Tekintetbe véve, hogy a sugárzás U_ν energiasűrűsége és intenzitása között a következő összefüggés áll fenn:

$$U_\nu = \frac{4\pi I_\nu}{c},$$

tehát

$$dI_\nu = k_\nu \frac{c}{4\pi} U_\nu d\nu d\omega.$$

A teljes térszögből érkező sugárzásból abszorbeálódik

$$cU_\nu = \int k_\nu d\nu \quad (4.9.43)$$

mennyiségű energia. Másrésztől (ha az indukált emissziótól eltekintünk) ugyanez az energia (4.9.28) szerint:

$$B_{mn} h_\nu N_m U_\nu. \quad (4.9.44)$$

(4.9.43) és (4.9.44) összehasonlításából kapjuk, hogy a színeképvonal által „kiabszorbeált” összes energia:

$$W_\nu = \int k_\nu d\nu = \frac{h\nu}{c} B_{mn} N_m. \quad (4.9.45)$$

A klasszikus elmélet szerint a vonal W_ν ekvivalens szélessége 1 cm vastag rétegre számolva (4.9.13)-ból:

$$W_\nu = \frac{\pi e^2 N}{mc}. \quad (4.9.46)$$

Vezessük be a következő, általánosan használt jelölést:

$$N = N_m f_{mn},$$

ahol f_{mn} az úgynevezett *oszillátorerősség*. (4.9.45) és (4.9.46) összehasonlításából a

következő egyenletekhez jutunk:

$$f_{mn} = \frac{mh\nu}{\pi e^2} B_{mn}, \quad (4.9.47)$$

és (4.9.38)-at is felhasználva:

$$f_{mn} = \frac{g_m}{g_n} A_{nm} \frac{mc^3}{8\pi e^2 \nu^2} = \frac{g_m}{g_n} \frac{A_{nm}}{3\gamma_{kl}}, \quad (4.9.48)$$

ahol γ_{kl} (4.9.17) szerint a klasszikus sugárzási csillapodási koefficiens.

A különböző atomok egyes átmeneteire vonatkozó oszcillátorerősségek táblázatokból nyerhetők. Ilyen táblázat található például C. W. ALLEN: *Astrophysical Quantities* című munkájában.

4.9.5. A növekedési görbe

A 4.9.3. fejezetben már láttuk, hogy a $\kappa(\omega)$ abszorpciós koefficiens ω -tól való függését a *Voigt*-függvényekkel írhatjuk le. (4.9.27) szerint

$$\frac{\kappa(\omega)}{k_0} = \frac{a}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-y^2} dy}{\left(\frac{a}{2}\right)^2 + (v-y)^2} = H(a, v), \quad (4.9.49)$$

ahol a jelöléseket a (4.9.26) formulákkal adtuk meg. (4.9.49) szerint, ha az abszorbeáló réteg vastagsága d , a vonalcentrumban az abszorpció:

$$X_0 = k_0 d = \frac{2\pi^{3/2} e^2}{mc} \frac{Nd}{(\Delta\omega)_D} = 9,40 \cdot 10^{-2} \frac{Nd}{(\Delta\omega)_D}, \quad (4.9.50)$$

ahol ismét a (4.9.26)-ban megadott jelöléseket használtuk. A $\tau(\omega)$ optikai mélység $\omega - \omega_0 = \nu(\Delta\omega)_D$ távolságra a vonalcentrumtól:

$$\tau(\omega) = \kappa(\omega) d.$$

A vonal W_ω ekvivalens szélessége (4.9.6) szerint:

$$W_\omega = \int_{-\infty}^{+\infty} (1 - r_\nu) d\nu = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I_{\omega,0} - I_\omega}{I_{\omega,0}} d\omega = \int_{-\infty}^{+\infty} [1 - e^{-X_0 H(a, \nu)}] d\nu, \quad (4.9.51)$$

hiszen

$$I_\omega = I_{\omega,0} e^{-\tau(\omega)}.$$

Mivel azonban $d\omega = (\Delta\omega)_D d\nu$ és $H(a, \nu)$ ν -ben szimmetrikus:

$$\frac{W_\omega}{2(\Delta\omega)_D} = \int_0^\infty [1 - e^{-X_0 H(a, \nu)}] d\nu. \quad (4.9.52)$$

Az integrál értékét most különböző esetekre számítjuk ki.

1. Legyen N kicsiny (tisztá *Doppler*-hatás), vagyis $X_0 \ll 1$, a vonal tehát gyenge. Ebben az esetben $a=0$. Mint ahogy könnyen látható:

$$\lim_{a \rightarrow 0} H(a, v) = e^{-v^2}.$$

Ennek megfelelően:

$$\frac{W_\omega}{2(\Delta\omega)_D} = \int_0^\infty [1 - e^{-X_0 e^{-v^2}}] dv. \quad (4.9.53)$$

Fejtsük sorba az exponenciális függvényt:

$$\begin{aligned} \frac{W_\omega}{2(\Delta\omega)_D} &= \int_0^\infty \left[X_0 e^{-v^2} - \frac{1}{2!} X_0^2 e^{-2v^2} + \frac{1}{3!} X_0^3 e^{-3v^2} - \dots \right] dv = \\ &= X_0 \left[\int_0^\infty e^{-v^2} dv - \frac{X_0}{2!} \int_0^\infty e^{-2v^2} dv + \frac{X_0^2}{3!} \int_0^\infty e^{-3v^2} dv - \dots \right] = \\ &= X_0 \left[\frac{\sqrt{\pi}}{2} - \frac{X_0}{2! \sqrt{2}} \frac{\sqrt{\pi}}{2} + \frac{X_0^2}{3! \sqrt{3}} \frac{\sqrt{\pi}}{2} - \dots \right] = \\ &= \frac{X_0 \sqrt{\pi}}{2} \left[1 - \frac{X_0}{2! \sqrt{2}} + \frac{X_0^2}{3! \sqrt{3}} - \dots \right]. \end{aligned}$$

Amennyiben tehát $X_0 = k_0 d \approx \frac{Nd}{(\Delta\omega)_D} \ll 1$, tehát gyakorlatilag N nagyon kicsiny, akkor

$$\frac{W_\omega}{2(\Delta\omega)_D} = \frac{X_0 \sqrt{\pi}}{2} = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{2\pi^{3/2} e^2 Nd}{mc(\Delta\omega)_D},$$

tehát

$$W_\omega = \frac{2\pi^2 e^2 Nd}{mc}. \quad (4.9.54)$$

Kis N-ekre tehát az *összabszorpció arányos Nd-vel*. Ez várható is volt, hiszen kis N esetén minden atom abszorbeál.

2. Legyen most $v < 2$ -re $X_0 \gg 1$, de $v > 4$ -re (a vonalszárnyra) még mindig legyen $X_0 \ll 1$, azaz a továbbiakban is még tisztán *Doppler*-szélesedéssel számolunk, de X_0 -ról már nem tesszük fel, hogy mindenütt kicsiny.

Ebben az esetben már nem várhatjuk, hogy az *összeabszorpció arányos* lesz N -nel, hiszen a vonalcentrum közelében az alacsonyabb rétegekben lévő atomok már minden szóba jövő fotont „kiabszorbeálnak”, tehát a felsőbb tartományokban lévő atomok nem vesznek részt már az abszorpcióban. Az *összabszorpció* kiszámítását ebben a tartományban durva becsléssel fogjuk csak elvégezni.

Vezessük be a következő jelölést:

$$\ln X_0 = \alpha^2,$$

azaz

$$X_0 = e^{\alpha^2}.$$

Így

$$\frac{W_{\omega}}{2(\Delta\omega)_D} = \int_0^{\infty} (1 - e^{-e^{\alpha^2 - v^2}}) dv.$$

Ha X_0 nagy, akkor α is nagy. Ha $v < \alpha$, akkor $v^2 < \alpha^2$, tehát közelítőleg $e^{\alpha^2 - v^2}$ helyett e^{α^2} -et vehetünk. Ekkor

$$X_0 = e^{\alpha^2} \gg 1,$$

$$e^{-\alpha^2} \approx 0,$$

tehát az integrandusz 0-nak vehető.

Ha $v > \alpha$, akkor $\alpha^2 - v^2 < 0$; tehát

$$e^{\alpha^2 - v^2} \ll 1$$

és

$$\exp\{-e^{\alpha^2 - v^2}\} \approx 0.$$

Az integrál közelítő értéke tehát

$$\frac{W_{\omega}}{2(\Delta\omega)_D} \approx \int_0^{\alpha} dv = \alpha = \sqrt{\ln X_0} = c\sqrt{\ln Nd},$$

ahol c konstans.

Abban az esetben tehát, amikor már a *Doppler*-mag egy része kiabszorbeálódott, a vonalszárnyak még nem alakultak ki:

$$W_{\omega} \sim \sqrt{\ln Nd}. \quad (4.9.55)$$

3. Tekintsük most azt az esetet, amikor megjelennek a vonalszárnyak is, és a *Doppler*-mag már teljesen kiabszorbeálódott. Ebben az esetben a vonal túlnyomóan nagy része a $v > 4$ tartományba esik, tehát közelítésképpen a csillapodásra kiszámított abszorpciós koefficiens használhatjuk. A valóságban itt akkora N , hogy a *Doppler*-magban már minden kiabszorbeálódott (az intenzitás itt zérus 0), és N növekedésével a vonalszárnyakon növekszik lényegesen az abszorpció. Az abszorpciós koefficiens az említett közelítésben (4.9.52)-ből:

$$\kappa(v) = \frac{k_0 \gamma}{2\sqrt{\pi} v^2}.$$

Ekkor az összabszorpció:

$$\frac{W_{\omega}}{2(\Delta\omega)_D} = \int_0^{\infty} (1 - e^{-\kappa(v)d}) dv = \int_0^{\infty} (1 - e^{-\frac{k_0 \gamma d}{2\sqrt{\pi} v^2}}) dv.$$

Vezessük be a következő helyettesítést:

$$\frac{k_0 \gamma d}{2\sqrt{\pi} v^2} = \frac{1}{z^2},$$

akkor

$$\frac{W_{\omega}}{2(\Delta\omega)_D} = \sqrt{\frac{k_0 \gamma d}{2\sqrt{\pi}}} \int_0^{\infty} (1 - e^{-\frac{1}{z^2}}) dz.$$

Könnyen látható, hogy

$$\int_0^{\infty} (1 - e^{-z^2}) dz = \sqrt{\pi},$$

tehát

$$\frac{W_{\omega}}{2(\Delta\omega)_D} = \sqrt{\frac{k_0 \sqrt{\pi} \gamma d}{2}} = \sqrt{\frac{4\pi e^2}{mc} \gamma Nd}.$$

Nagyon nagy N -ek esetén tehát

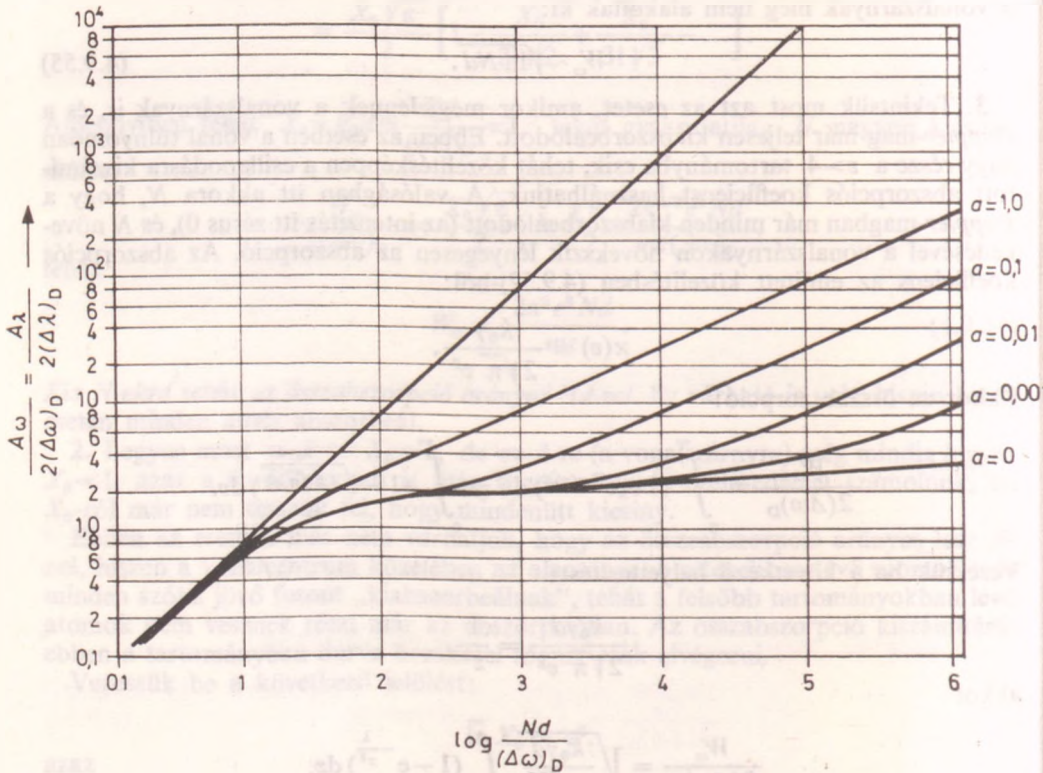
$$W \sim \sqrt{Nd}. \quad (4.9.56)$$

Összefoglalva: (4.9.54), (4.9.55) és (4.9.56)-ból:

- a) $W_{\omega} \sim Nd$ gyenge vonalak esetén,
- b) $W_{\omega} \sim \sqrt{\ln Nd}$ olyan vonalak esetén, ahol már megvan a *Doppler*-mag, de a vonalszárnyak még nem alakultak ki,
- c) $W_{\omega} \sim \sqrt{Nd}$ igen „erős” vonalak esetében.

A W_{ω} -nak Nd -től való függését nevezzük *növekedési görbének*.

Az imént felvázolt kvalitatív kép követhető numerikus számítások segítségével is. A 4.62. ábrán feltüntettük különböző a értékek esetére a növekedési görbe menetét.



4.62. ábra. Növekedési görbék különböző a paraméterek mellett

Az ábrából látszik, hogy az első szakasz

$$\log \frac{Nd}{(\Delta\omega)_D} = 1$$

-ig tart. A második szakaszra:

$$1 < \log \frac{Nd}{(\Delta\omega)_D} < 5,$$

a harmadik szakaszra:

$$5 < \log \frac{Nd}{(\Delta\omega)_D}.$$

Emlékeztetünk rá, hogy

$$(\Delta\omega)_D = \xi_0 \frac{\omega}{c},$$

$$\xi_0^2 = \frac{2RT}{\mu}.$$

Mivel a csillagok fotoszférájában

$$\mu \approx 2 \quad \text{és} \quad T \approx 10^4 \text{ K},$$

továbbá

$$\xi_0^2 \approx R \cdot 10^4 \approx 8 \cdot 10^7,$$

tehát

$$\xi_0 = 9 \cdot 10^3 \frac{\text{m}}{\text{s}},$$

vagyis

$$(\Delta\omega)_D \approx \frac{5 \cdot 10^4}{\lambda}.$$

A látható színek tartományban $\lambda \approx 5 \cdot 10^{-7} \text{ m}$, tehát

$$\omega = \frac{5 \cdot 10^4}{5 \cdot 10^{-7}} = 10^{11}.$$

Ez annyit jelent, hogy az első tartományban

$$\log \frac{Nd}{10^{11}} < 1,$$

vagyis

$$Nd < 10^{12},$$

más szavakkal az egy négyzetcentiméterre eső abszorbeáló atomok száma: $Nd < 10^{12}$.

A második tartományban nyilván:

$$10^{12} < Nd < 10^{16},$$

a harmadik tartományban pedig

$$Nd > 10^{16}.$$

4.9.5.1. A csillagok kémiai összetételének meghatározása

A növekedési görbe lehetőséget nyújt a csillagok kémiai összetételének meghatározására. A kémiai összetétel meghatározásának lényege a következő.

1. Meghatározzuk γ értékét a megfelelő színekpvonal vonalszárnyából. (Meg kell említsük, hogy ez nehéz, és gyenge vonalak esetén elvégezhetetlen feladat. A gyakorlati mérések esetében γ meghatározása kikerülhet.)

2. A csillag hőmérsékletének ismeretében kiszámítjuk $(\Delta\omega)_D$ -t:

$$(\Delta\omega)_D = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{2RT}{\mu}}$$

μ értékét vagy már ismerjük, vagy iterációs úton kell meghatározni. (μ egyébként nem nagyon tér el különböző csillagok esetében.)

3. Kiszámítjuk

$$a = \frac{\gamma}{(\Delta\omega)_D}$$

értékét, és ezzel meghatározzuk, hogy melyik növekedési görbéről van szó.

4. Meghatározzuk W_ω -t, és ebből a megfelelő növekedési görbe segítségével meg tudjuk határozni az N_d , pontosabban a színekpvonalak megfelelő $N_{r,s}d$ értékét.

Tudjuk viszont, hogy (lásd a 4.4.2. fejezetet):

$$N_r = \frac{u_n}{g_{r,s}} N_{r,s},$$

továbbá

$$\frac{N_r}{N_{r-1}} = f(T, P)$$

(Saha-egyenlet), ahol P γ -ból számolható, T ismertnek feltételezett.

Kiszámítható tehát $N_{r-1}d$ (vagy $N_{r+1}d$) is. Tekintettel arra, hogy egymás mellett csak két ionizációs fok fordulhat elő, ezzel megkapjuk Nd -t is!

Más kémiai elemre elvégezve a számítást, $\frac{N_I d}{N_{II} d}$ -ből nyerhetjük a két elem $\frac{N_I}{N_{II}}$ arányát.

A növekedési görbét a megfigyelések segítségével is megszerkeszthetjük, multiplettek segítségével. Válasszunk ki a csillag színekpében egy multiplittet, amelyeknek a komponensei azonos alsó szinttel rendelkeznek.

A különböző k szintek populáltsága $N_i f_{ik}$, ahol f_{ik} az átmeneti valószínűség. f_{ik} -t atomfizikai táblázatokban megtalálhatjuk. N_i a multiplettek között kicsiny energiakülönbségek miatt állandónak vehető.

Minden egyes vonal esetében (multiplettekről van szó) megmérjük W_ω -t. Nyilván

$$\log \frac{W_\omega}{2(\Delta\omega)_D} = \log W_\omega + \text{konstans}$$

és

$$\log \frac{N_i f_{ik} d}{(\Delta\omega)_D} = \log N_i f_{ik} + \text{konstans}$$

Mindkét tengelyen a konstansokat önkényesen megadjuk, és a grafikonon a mérési eredményeket pontokkal jelöljük, majd a pontokat egy vonallal összekötjük.

Több multiplettrendszer kimérése segítségével egy csokorralaló vonaldarabot kapunk. A sok vonaldarabot ezután megkíséreljük egy vonallá egyesíteni. Ha ez sikerül, megkapjuk a mérésekből a növekedési görbét. A legtöbb esetben ilyen próbál-
gatásos módszerrel a növekedési görbe megszerkeszthető.

A csillagok kémiai összetételének meghatározására a növekedési görbe módszerénél jobb eljárások is vannak.

4.9.6. A Fraunhofer-vonalak keletkezése csillagfotoszférákban

A csillagok fotoszférájában keletkező színképvonalak vonalprofilját a folytonos és a szelektív abszorpció együttesen alakítja ki. A szelektív abszorpció is kétféle-
képpen történhet:

1. valódi szelektív abszorpció útján és
2. szórás útján.

1. A valódi szelektív abszorpció esetében a foton abszorbeálódik valamilyen atom-
ban és gerjeszti azt. A gerjesztett elektron 10^{-12} s-nyi idő alatt alacsonyabb energia-
állapotba „hullik” vissza, de valódi szelektív abszorpció esetében nem a kiindulási
állapotba. Valódi szelektív abszorpció esetében az elnyelt foton ν_1 frekvenciája nem
egyeznek meg a reemittált foton ν_2 frekvenciájával.

2. Tiszta szórás esetében a ν_1 frekvenciájú foton abszorpciója után a reemittált
foton ismét ν_1 frekvenciájú lesz. Mivel a reemisszió izotropnak tekinthető, tiszta
szórás esetében, egy párhuzamos sugárnyalábból izotrop sugárzás jön létre.

A két eset különválasztása többek között azért is lényeges, mert bizonyos esetek-
ben vagy csak az egyik, vagy csak a másik fajta abszorpció játszik szerepet (például
napkorong szélén csak a tiszta szórás).

4.9.6.1. Az áramlási egyenlet tiszta szórás esetére

Jelöljük a hosszegységre eső szórási koefficiens σ_v^0 -al. Mivel csak tiszta szórás van,
a (4.8.16) egyenletbe κ_v helyére σ_v^0 -át kell írjunk. Mivel (4.8.16)-ban κ_v a tömeg-
egységre eső abszorpciós koefficienst jelentette, (4.8.16)-ból a ρ sűrűségek elhagyhatók.
Így az áramlási egyenlet tiszta szórás esetén:

$$\cos \vartheta \frac{dI_v(\vartheta)}{dh} = \sigma_v^0 I_v(\vartheta) - j_v, \quad (4.9.57)$$

ahol j_v az emissziós koefficiens. Sugárzási egyensúly esetén egy térfogatelem által
szórt összes sugárzás meg kell egyezzen a térfogatelem által emittált összes sugár-
zással, minden ν frekvenciára. Ezt hívjuk egyébként *monokromatikus sugárzási egyen-
súlynak*, mely teljesülése esetében:

$$\frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} \sigma_v^0 I_v(\vartheta) d\omega = j_v.$$

Ez utóbbit (4.9.57)-be írva kapjuk a tiszta szórásra vonatkozó áramlási egyenletet:

$$\cos \vartheta \frac{dI_v(\vartheta)}{dh} = \sigma_v^0 I_v(\vartheta) - \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} \sigma_v^0 I_v(\vartheta) d\omega. \quad (4.9.58)$$

4.9.6.2. Az általános áramlási egyenlet

Lokális termodinamikai egyensúly esetére (4.8.16)-ba

$$j_v = \kappa_v B_v(T)$$

írható, ahol $B_v(T)$ ismét a *Planck*-féle függvény. Ha a κ_v folytonos abszorpciós koefficiens és a κ_v^0 valódi szelektív abszorpciós koefficiens egyszerre kívánjuk tekintetbe venni, akkor (4.8.16) analógiájára a következő áramlási egyenletet írhatjuk fel:

$$\cos \vartheta \frac{dI_v(\vartheta)}{dh} = (\kappa_v + \kappa_v^0) I_v(\vartheta) - (\kappa_v + \kappa_v^0) B_v(T). \quad (4.9.59)$$

Abban az esetben, ha szórás és valódi szelektív abszorpció együtt van jelen, akkor (4.9.58) és (4.9.59) segítségével a következő általánosan érvényes áramlási egyenlethez jutunk:

$$\begin{aligned} \cos \vartheta \frac{dI_v(\vartheta)}{dh} &= (\kappa_v + \kappa_v^0 + \sigma_v^0) I_v(\vartheta) - \\ &- \sigma_v^0 \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} I_v(\vartheta) d\omega - (\kappa_v + \kappa_v^0) B_v(T). \end{aligned} \quad (4.9.60)$$

A (4.9.60) egyenletet *Schwarzschild-féle integrodifferenciálegyenletnek* nevezzük.

A *Schwarzschild-féle* differenciálegyenletet kell (numerikusan) megoldanunk ahhoz, hogy $I_v(\vartheta)$ -nak a frekvenciától való függését (azaz a színképvonalprofil alakját) megkaphassuk. Érdeemes megjegyezni, hogy $I_v(\vartheta)$ a frekvencián kívül meg a ϑ szögtől is függ, tehát a *Schwarzschild-féle* integrodifferenciálegyenlet megoldása egyben a színképvonalak szélsőtétedésének meghatározására is lehetőséget nyújt.

A *Schwarzschild-féle* integrodifferenciálegyenlet megoldását különböző leegyszerűsített fotszféramodellek esetében szokás tárgyalni. Két szélsőséges esetet jelent a *Schuster—Schwarzschild* (SS) és a *Milne—Eddington* (ME)-modell. Az SS-modell esetében a csillag atmoszféráját két rétegre bontjuk. Az alsó rétegben keletkezik — ennek a feltételezésnek megfelelően — a folytonos sugárzás (a folytonos színkép), a felső réteg pedig ebből mintegy kivágja az abszorpciós vonalakat. A felső réteget „megfordító rétegnek” is szokás nevezni. Ez a megfordító réteg hozza létre a napfogyatkozások alkalmával megfigyelhető „flash-spektrumot”. Az SS-modellben a

$\frac{\kappa_v^0}{\kappa_v}$ és a $\frac{\sigma_v^0}{\kappa_v}$ hányadosok a két réteget elválasztó felületen ugrásszerűen változnak. Jelenlegi ismereteink szerint a felsőbb réteg (a Nap esetében a kromoszféra) nem elég sűrű ahhoz, hogy a *Fraunhofer*-vonalakat létrehozhassa.

Az ME-modellben az SS-moddellel ellentétben a $\frac{\kappa_v^0}{\kappa_v}$ és a $\frac{\sigma_v^0}{\kappa_v}$ hányadosok nem függenek a mélységtől. Ez azt jelenti, hogy a *Fraunhofer*-vonalak az egész atmoszférában jönnek létre. A megfigyelések tanúsága szerint az ME-modell jobban írja le a valóságot, mint az SS-modell. Az említett modellek ismertetésére itt nem térünk ki. Ezek tárgyalása megtalálható például C. R. COWLEY: *The Theory of Stellar Spectra* című könyvében.

4.10. A csillagok kialakulása és fejlődése

4.10.1. A csillagok kialakulása

A csillagok kialakulásának problémája a csillagászat legnehezebb kérdései közé tartozik. Ennek egyik oka, hogy még nincs olyan megfigyelésünk, amely bizonyítható módon egy csillag keletkezését mutatná. A megfigyelések hiánya okozza, hogy a csillagok keletkezésére két egymással gyökeresen ellentmondó elképzelés is létezik. V. A. AMBARCUMJAN iskolája szerint a csillagok valamiféle hipotetikus „presztelláris anyag” lebomlása útján jönnek létre. A másik — uralkodó — elképzelés szerint a csillagok a csillagközi anyag kondenzációja által keletkeznek. Bár nincs kizárva, hogy a csillagok többféleképpen is létrejöhetnek, mi a továbbiakban nem foglalkozunk az *Ambarcumjan*-féle elképzeléssel, és feltételezzük, hogy a csillagkeletkezésben fő szerepe a csillagközi anyag összesűrűsödésének van. A csillagkeletkezés kondenzációs elmélete sincs még minden tekintetben kidolgozva, ezért a folyamat ma még csak nagy vonalakban ismert.

Kétségtelen tény, hogy léteznek — a csillagászati időskálán mérve — fiatal csillagok. Az *O* és *B* színképtípusú csillagok luminozitása oly nagy, hogy ezek a csillagok igen gyorsan használják fel nukleáris energiakészletüket, így koruk nem haladhatja meg a $10^6 \dots 10^7$ évet. Ez a kor a Nap $5 \cdot 10^9$ éves korához képest elenyészően csekély, tehát ezek a csillagok igen fiatalnak számítanak.

A fiatal csillagok létezésének egy másik bizonyítéka a csillagasszociációk léte. Az asszociációk két legfontosabb fajtája az *O* és *T* asszociáció. Az előbbieket *O* típusú csillagokból, az utóbbiakat *T Tauri* típusú szabálytalan változó csillagokból állnak. Az asszociációk olyan 20...30 pc méretű területek az égbolton, ahol az asszociációra jellemző csillagok száma sokkal nagyobb, mint amit a valószínűségszámítás alapján várnánk. A Tejútrendszer differenciális rotációja mintegy 10^7 év alatt az ilyen asszociációt szétbontja. Az a tény, hogy az asszociációk ma még léteznek, arra enged következtetni, hogy a bennük lévő csillagok kevesebb, mint 10^7 évvel ezelőtt, gyakorlatilag egy időben keletkeztek. Így nemcsak az *O* és *B* típusú csillagok fiatalok, hanem a *T Tauri* típusú változók is.

A csillagok keletkezési helyét is ott kell keresnünk, ahol nagy számban található *O*, *B* és *T Tauri* típusú csillagok. A megfigyelések szerint az *O* típusú csillagok a Tejútrendszer szimmetriásíkjához közel, a spirálkarok környezetében találhatóak. Így a spirálkarokban — azaz a *Lin*-féle sűrűség hullámban (lásd az 5. fejezetet) — kell keresnünk azokat a helyeket, ahol a csillagok nagy számban jönnek létre. Természetesen ez nem zárja ki annak a lehetőségét, hogy a szükséges feltételek fennállása esetén csillagok a spirálkarokon kívül is keletkezzenek. Mivel a spirálkarokban a csillagközi gáz és poranyag erős koncentrációt mutat és a lökéshullám a gázt jelentősen összenyomhatja, elképzelhető, hogy olyan sűrű gócok keletkeznek, amelyek a saját gravitációs terük hatására csillaggá vagy csillagokká sűrűsödnek össze. Mindez a csillagok keletkezésének koncentrációs elméletét valószínűsíti.

Vizsgáljuk most meg, hogy egy csillagközi gáz és porfelhő milyen feltételek teljesülése esetében képes a saját gravitációs terének hatására együttmaradni és összehúzódní. A viriál-tétel értelmében (lásd a 4.6.6. fejezetet) a gravitációs instabilitás feltétele:

$$W_g > 2W_k, \quad (4.10.1)$$

ahol W_g a rendszer gravitációs potenciális energiáját, W_k pedig az összes (jelen esetben mikroszkopikus) kinetikus energiát jelöli. Tegyük fel, hogy a gömb alakú felhő

homogén tömegeloszlású; tömege M , hőmérséklete T , sugara pedig R . Ekkor (4.10.1) a következő alakra hozható:

$$\frac{3}{5} G \frac{M^2}{R} > 3kT \frac{M}{\mu m_{\text{H}}}, \quad (4.10.2)$$

ahol G az univerzális gravitációs állandó, k a Boltzmann-féle konstans, μ az átlagos molekulatömeg, m_{H} pedig a hidrogénatom tömege. (4.10.1)-ből megkaphatjuk a koncentráció beindulásához szükséges kritikus tömeget:

$$M > M_{\text{kr}} = \frac{5kT}{G\mu m_{\text{H}}} R \approx 6 \cdot 10^{12} \frac{T}{\mu} R \text{ kg}. \quad (4.10.3)$$

M_{kr} (4.10.3) miatt természetesen függ T -től, R -től és μ -től is. (4.10.3)-at átírhatjuk a ϱ_{kr} sűrűségére is:

$$\varrho > \varrho_{\text{kr}} = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{5k}{Gm_{\text{H}}} \right)^3 \left(\frac{T}{\mu} \right)^3 M^{-2} \approx 10^{-20} \left(\frac{T}{\mu} \right)^3 \left(\frac{M}{M_{\odot}} \right)^{-2} \text{ g/cm}^3. \quad (4.10.4)$$

(4.10.3)-mal számolva egy átlagos tulajdonságú csillagközi anyagfelhő ($R \approx 5$ pc, $T = 100$ K, $\mu = 1$)

$$M > M_{\text{kr}} = 5 \cdot 10^3 M_{\odot}$$

esetében lesz gravitációsan instabil. Ez (4.10.4) alapján

$$\varrho > \varrho_{\text{kr}} = 4 \cdot 10^{-22} \text{ g/cm}^3$$

sűrűségnek felel meg, ami legalább egy nagyságrenddel felülmúlja egy átlagos felhő sűrűségét.

Előbbi becslésünk főképp neutrális hidrogénatomokból álló felhőre vonatkozik. A részletesebb számítások azt mutatták, hogy az összesűrűsödő felhő kinetikus energiájának egy része a neutrális hidrogén ionizációjára fordítódik, és a felhő hőmérséklete 10^4 K-re emelkedik. Innen kezdve az összehúzódás jelentős ideig izoterm módon megy végbe. Az ionizáció ténye módosítja a (4.10.3) és (4.10.4) formulákat, és mind az M_{kr} kritikus tömeg, mind a ϱ_{kr} kritikus sűrűség nagyobb a formulákban megadott értéknél. Ugyancsak megnöveli a kritikus értékeket, ha a felhőben mágneses tér és turbulens mozgások is vannak. Véletlen sűrűségfluktuációk nem képesek arra, hogy a közönséges csillagközi anyagot tetemes számú esetben a kritikus sűrűségnél nagyobb sűrűsége nyomják össze. Éppen ezért feltételezni kell egy olyan speciális folyamatot, ami ezt az összesűrűsödést előidézi. Több ilyen folyamat is elképzelhető, ezek közül itt csak a Lin-féle sűrűség hullámot, a szupernovarobbanások alkalmával keletkező lökéshullámokat és az ionizációs frontokat említjük meg.

A csillagkeletkezés egy másik nagy problémája, hogy nem ismerünk $10^2 M_{\odot}$ -nál nagyobb tömegű csillagokat, holott (4.10.3) szerint több ezer Nap-tömegnyi felhő szükséges a kontrakció beindulásához. A felhőnek tehát az összehúzódás szakaszában kisebb részekre kell szétesnie. Ha az eredeti felhő nem volt homogén, akkor elképzelhető, hogy a nagyobb sűrűségű helyek környezetében különálló góccok fejlődnek ki, és ezekből a gócból külön csillagok alakulnak ki.

A kontrakció karakterisztikus idejét is könnyen megbecsülhetjük. A \bar{g} közepes gyorsulás, ami a felhőt összehúzza:

$$\bar{g} = G \frac{M}{R^2} = G \frac{4\pi R^3}{3R^2} \bar{\varrho} = \frac{4}{3} \pi G \bar{\varrho} R. \quad (4.10.5)$$

Ha a \bar{g} átlagos gyorsulás τ ideig hat, akkor a felhő sugarának ΔR megváltozása (4.10.5) felhasználásával:

$$\Delta R = \bar{g} \frac{\tau^2}{2} = \frac{2}{3} \pi G R \bar{\rho} \tau^2.$$

A felhő sugarának $\Delta R = R$ megváltozásához tehát:

$$\tau \approx \frac{1}{\sqrt{G\bar{\rho}}} \quad (4.10.6)$$

időre van szükség. Ha $\bar{\rho}$ helyébe

$$\bar{\rho} = 4 \cdot 10^{-22} \text{ g/cm}^3$$

-t helyettesítünk, akkor

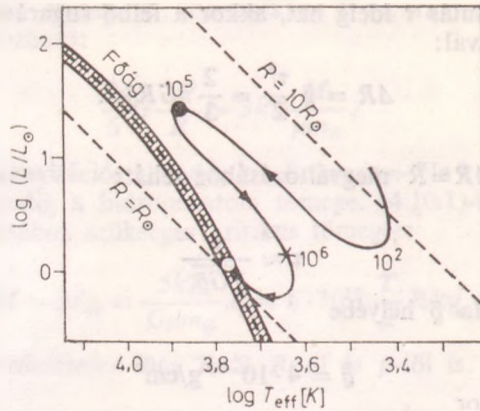
$$\tau \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ s} \approx 10^7 \text{ év}$$

-et kapunk. Így a csillag kialakulásának kontrakciós szakasza — egyezésben az O asszociációk becsült korával — a 10^7 év nagyságrendjébe esik.

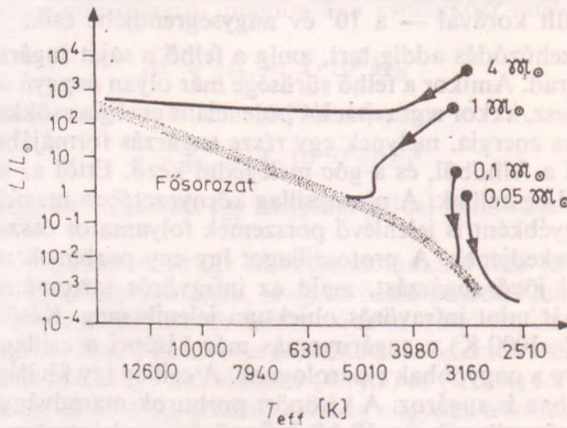
Az izoterm összehúzódás addig tart, amíg a felhő a saját sugárzására nézve optikailag átlátszó marad. Amikor a felhő sűrűsége már olyan nagyvá válik, hogy a felhő optikailag vastag lesz, akkor a gravitációs potenciális energia csökkenésének rovására keletkező kinetikus energia, melynek egy része sugárzás formájában van jelen, már nem tud eltávozni a felhőből, és a góc melegedni kezd. Ettől az időponttól kezdve már *protocsillagról* beszélünk. A protocsillag környezetében megfelelőek a feltételek ahhoz, hogy az egyébként is jelenlévő porszemek folyamatos összeütközés és összetapadás útján növekedjenek. A protocsillagot így egy porburok veszi körül, amely elnyeli a csillagról jövő sugárzást, majd az infravörös tartományban bocsátja ki. A protocsillag tehát mint infravörös objektum jelenik meg. Később a hőmérséklet növekedésével ($T \approx 1000 \text{ K}$) a sugárnyomás már kisöpri a csillag környezetéből a porszemeket, illetve a nagyobbak elpárolognak. A csillag így kivilágosodik és már az optikai tartományban is sugároz. A kisöpört porburok maradványai fiatal csillagok esetében még megfigyelhetők az IRAS infravörös szinképtartományban érzékeny mesterséges hold 1983. évi megfigyelései szerint.

A protocsillag a porburok leválása után egyre gyorsabban húzódik össze, és egyre inkább melegszik. A kinetikus energia egy része $T = 10^4 \text{ K}$ hőmérséklet környékén a H- és He-atomok ionizációjára fordítódik. Amikor a H- és a He-atomok ionizációja részleges (lásd 4.4.2. fejezetet), a csillagban megindul a konvekció. Ilyenkor a protocsillag hirtelen kifényesedik, és rövid ideig a későbbi stabil fényességének százszorosát, esetleg ezerszeresét is elérheti. Ezután a csillag fejlődése felgyorsul, a luminozitás csökken, és a csillag eléri a *Hertzprung—Russell*-diagram főágát, ahol a belső hőmérséklet és nyomás már akkora értéket vesz fel, hogy a csillag belső részében beindul a $4\text{H} \rightarrow \text{He}$ fúzió (lásd a 4.3. fejezetet). A Nap tömegével megegyező tömegű csillag útját a HRD-n a 4.63. ábrán tüntettük fel.

Az, hogy a protocsillag milyen luminozításértéknél jut el a főágra, természetesen függ a csillag tömegétől. A tömeg—fényesség reláció (lásd a 4.1.2. fejezetet) ugyanis megszabja a csillag helyét a főágon. A részletesebb számítások azt mutatták, hogy a különböző tömegű csillagok más-más úton jutnak el a HRD főágára a konvekció beindulása után. A 4.64. ábrán különböző tömegű csillagok útját ábrázoltuk a HRD-n.



4.63. ábra. Az egy Nap-tömegű csillag útja a HRD-n a gravitációs kontrakció utolsó szakaszában



4.64. ábra. Különböző tömegű protocsillagok útja a HRD-n

4.10.2. A csillagok fejlődése

A csillag kialakulása befejeződik azzal, hogy eléri a *Hertzsprung—Russell*-diagram főágát, pontosabban a nulla sorozatú főágát (lásd a 4.2. fejezetet). A főágon a csillag — a kontrakciós szakasz idejéhez viszonyítva — hosszú ideig tartózkodik, mert a csillag nukleáris energiakészlete igen nagy. A fősorozaton való tartózkodás addig tart, amíg a csillag centrális tartományában (ez teszi ki a csillag tömegének mintegy 10%-át) el nem fogy a hidrogén. A földi megfigyelések tanúsága szerint a Nap az elmúlt néhány milliárd évben gyakorlatilag változatlan intenzitással sugárzott. Ezt a tényt az elméleti Nap-modell számítások is alátámasztják, melyek szerint a Nap sugárzásának intenzitása az utóbbi 4 milliárd évben kevesebb, mint 30%-kal növekedett. Így ha a Nap főágon való tartózkodási idejét meg akarjuk becsülni, sugárzási intenzitását közelítésképpen állandónak vehetjük.

A Nap jelenlegi luminozitása:

$$L_{\odot} = 3,9 \cdot 10^{26} \text{ W.} \quad (4.10.7)$$

Tudjuk, hogy 1kg hidrogén héliummá történő fúziójakor

$$E = 6,5 \cdot 10^{14} \text{ J}$$

energia szabadul fel. A Nap $2 \cdot 10^{30}$ kg tömegének 10%-a tehát,

$$E_{\odot} = 2 \cdot 10^{29} \cdot 6,5 \cdot 10^{14} = 1,3 \cdot 10^{44} \text{ J}$$

nukleáris energiát képvisel. Így a Nap — feltételezve, hogy állandóan a (4.10.7) formulában megadott luminozitással sugároz —

$$\tau_{\odot} = \frac{E_{\odot}}{L_{\odot}} = 3 \cdot 10^{17} \text{ s} \approx 1 \cdot 10^{10} \text{ év} \quad (4.10.8)$$

-ig marad a főágon. A Napnak tehát még körülbelül annyi ideje van a főágon, mint amennyit már ott töltött. A különböző tömegű csillagok főágon való tartózkodásának ideje azonban különböző. Próbáljuk most megbecsülni azt is, hogy a különböző tömegű csillagok mennyi ideig tartózkodnak a nullasorozatú főágon.

A csillag ε átlagos, tömegegységre eső energiatermelése:

$$\varepsilon = \frac{L}{M},$$

ahol L a csillag luminozitása, M pedig a tömege. A főágon való tartózkodás τ ideje nyilván ε -nal fordítottan arányos:

$$\tau \sim \frac{1}{\varepsilon} = \frac{M}{L}. \quad (4.10.9)$$

A fősorozatbeli csillagokra érvényes az empirikus tömeg—fényesség reláció [lásd a (4.4.16) formulát]:

$$L \sim M^{3,5}.$$

Ez utóbbit (4.10.9)-be helyettesítve

$$\tau \sim M^{-2,5}. \quad (4.10.10)$$

A (4.10.10) összefüggést a Napra is felírhatjuk,

$$\tau_{\odot} \sim M_{\odot}^{-2,5},$$

amiből

$$\frac{\tau}{\tau_{\odot}} = \left(\frac{M_{\odot}}{M} \right)^{2,5},$$

vagy (4.10.8)-at is felhasználva:

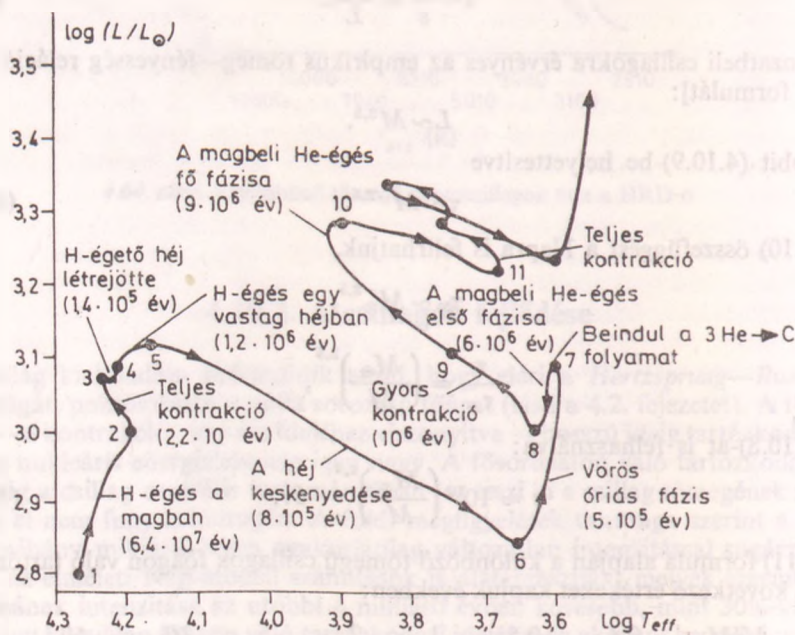
$$\tau \approx 10^{10} \left(\frac{M_{\odot}}{M} \right)^{2,5} \text{ év.} \quad (4.10.11)$$

A (4.10.11) formula alapján a különböző tömegű csillagok főágon való tartózkodási idejére a következő értékeket kapjuk években:

M/M_{\odot}	0,1	0,5	1	2	5	10	50
τ	$3 \cdot 10^{12}$	$6 \cdot 10^{10}$	10^{10}	$2 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^7$	$6 \cdot 10^6$

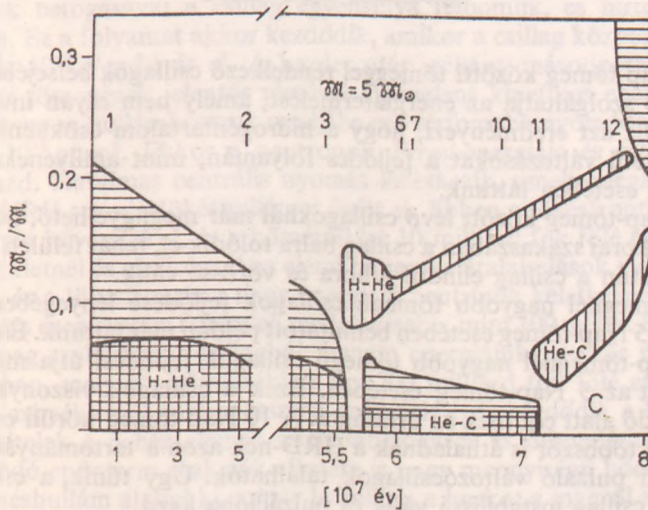
A táblázatból világos, hogy a Napnál nagyobb tömegű csillagok lényegesen rövidebb, a Napnál kisebb tömegű csillagok viszont lényegesen hosszabb ideig tartózkodnak a főágon. A 10 Nap-tömegnyi csillag például „csak” 30 millió évig van a főágon, ami a csillagászati időskálán mérve rendkívül csekély. A tömeg—fényesség reláció miatt a nagyobb tömegű csillagok luminozitása is nagyobb, ezért ezek a csillagok a főág felsőbb részén helyezkednek el. Ha valamely csillagcsoport — például nyílthalmaz — csillagai egyszerre érik el a gravitációs kontrakció után a főágot, akkor nyilván először a legnagyobb tömegű (azaz luminozitású) csillagok főágon való tartózkodása fejeződik be, és ezek hagyják el először a főágot. A 4.2. fejezetben már foglalkoztunk a nyílthalmazok szín—fényesség diagramjával. Láttuk, hogy (4.33. ábra) a különböző nyílthalmazok szín—fényesség diagramjai különböző abszolút fényességeknél kanyarodnak le a főágról. Ennek oka a (4.10.11) formula értelmében nyilván az, hogy a nyílthalmazok különböző korúak, és a fiatalabbaknál még csak a nagyon nagy tömegű csillagok, az idősebbeknél pedig már a kisebb tömegű csillagok is „elfejlődtek” a főágról. A lekanyarodás helyéből meg lehet becsülni a nyílthalmaz korát. A 4.33. ábrán jobb oldalon a különböző magasságokban történő lekanyarodásokhoz tartozó kort is feltüntettük. Szeretnénk azonban megjegyezni, hogy ez a kormeghatározás nem túl pontos, egy 2-es faktorni hibát tartalmazhat.

A csillag hosszabb ideig tartózkodik a főágon, majd amikor a csillag magjában a H koncentrációja lecsökken, megindul a csillag „elfejlődése” a főágról. A csillagok fejlődésének a főág utáni szakaszát egy 5 Nap-tömegű csillag fejlődésének interpretálásával fogjuk áttekinteni. A csillagok fejlődésének e szakaszára nagy teljesítményű számítógépekkel végeztek modellszámításokat. Az 5 Nap-tömegű csillag fejlődésének menetét a 4.65. ábrán tüntettük fel. Az ábrán az 1 és 2 pont közötti szakasz a fősorozat-fázist jelenti. Itt a csillag magjában a $4H \rightarrow He$ fúzió valamelyik változata termeli az energiát (lásd a 4.3. fejezetet). A 2 és 3 pontok között a csillag magjában már je-



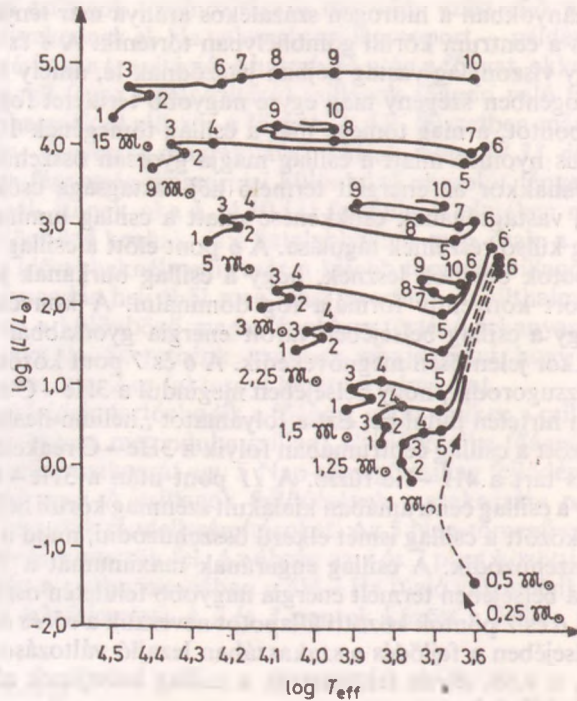
4.65. ábra. Az 5 Nap-tömegű csillag fejlődési útja a HRD-n

lentősen csökken a hidrogéntartalom, és ezért a csillag magja lehűl és elkezd összehúzódni. Ez az egész csillag összehúzódását (kontrakcióját) eredményezi. A csillag ekkor balfelé tolódik el a HRD-n, tehát felületi hőmérséklete növekszik. A 3 és 4 pontok között a csillag továbbra is a $4\text{H} \rightarrow \text{He}$ fúzióval termeli az energiáját, de mivel a centrális tartományokban a hidrogén százalékos aránya már lényegesen csökkent, az energiatermelés a centrum körüli gömbhélyban történik. A 4 és 5 pontok között a magreakciók egy viszonylag vastag héjban játszódnak le, amely héj lassan mozog kifelé, míg a hidrogénben szegény mag egyre nagyobb területet foglal el. Amikor a csillag eléri az 5 pontot, a mag tömege már a csillag tömegének 10%-át teszi ki. A nagy hidrosztatikus nyomás miatt a csillag magja gyorsan összehúzódik, és ezáltal felmelegszik. Ugyanakkor az energiát termelő héj vastagsága csökken. Az 5 és 6 pont között a héj vastagságának csökkenése miatt a csillag luminozitása csökken. Megindul a csillag külső részeinek tágulása. A 6 pont előtt a csillag anyagában uralkodó fizikai állapotok olyanok lesznek, hogy a csillag burkának jelentős részében az energiát transzport konvektív formája fog dominálni. A konvekció megjelenése lehetővé teszi, hogy a csillag belsejében tárolt energia gyorsabban eltávozzék, így a csillag sugara ekkor jelentősen megnövekedik. A 6 és 7 pont között a csillag magja már annyira összezsugorodik, hogy belsejében megindul a $3\text{He} \rightarrow \text{C}$ atommagreakció, amely a 7 pontban hirtelen indul be. Ezt a folyamatot „hélium-flash”-nak nevezzük. A 7 és 10 pont között a csillag centrumában folyik a $3\text{He} \rightarrow \text{C}$ reakció, de egy vékony héjban továbbra is tart a $4\text{H} \rightarrow \text{He}$ fúzió. A 11 pont után a $3\text{He} \rightarrow \text{C}$ fúzió válik az uralkodóvá, és egy a csillag centrumában kialakult szénmag körüli héjban játszódnak le. A 7 és 10 pontok között a csillag ismét elkezd összehúzódni, majd a 10 és 11 pontok között teljesen összehúzódik. A csillag sugarának maximumát a 7 pontban éri el, ilyenkor — mivel a belsejében termelt energia nagyobb felületen oszlik el — a csillag vörös színű lesz. A 6 és 7 pontok közötti állapotot nevezzük a *vörös óriás állapotának*. Hogy a csillag belsejében a fejlődés e szakaszában lezajló változásokat jobban nyomon követhessük, a 4.66. ábrán feltüntettük a csillag belsejének alakulását a főág elhagyása utáni $8 \cdot 10^7$ évben.



4.66. ábra. A csillag belsejének alakulása a HRD főágának elhagyása utáni $8 \cdot 10^7$ évben

Természetesen a csillagok fejlődési útja a HRD-n függ a tömegüktől is. A különböző tömegű csillagok főág utáni fejlődési útját a 4.67. ábrán tüntettük fel. Fejlődésüket tekintve a csillagokat 3 fő csoportra oszthatjuk.



4.67. ábra. A különböző tömegű csillagok főág utáni fejlődésének útja a HRD-n

A 0,4 és 1 Nap-tömeg közötti tömeggel rendelkező csillagok belsejében a proton—proton reakció szolgáltatja az energiatermelést, amely nem olyan intenzív, mint a C—N ciklus. Ez azt eredményezi, hogy a hidrogéntartalom csökkenése nem okoz olyan nagyméretű változásokat a fejlődés folyamán, mint amilyeneket az 5 Nap-tömegű csillag esetében láttunk.

Az 1 és 2 Nap-tömeg között lévő csillagoknál már megfigyelhető, hogy a főágból való elfejlődés korai szakaszában a csillag balra tolódik el, tehát felületi hőmérséklete növekedik. Ezután a csillag elindul jobbra és vörössé válik.

A 2 Nap-tömegnél nagyobb tömegű csillagok fejlődése lényegében azt az utat követi, amit az 5 Nap-tömeg esetében bemutatott példán már láttunk. Érdekes viszont hogy a 12 Nap-tömegnél nagyobb tömegű csillagok fejlődési útja már nem olyan bonyolult, mint az 5 Nap-tömeg esetében. Ezek a csillagok viszonylag „egyenes” úton és rövid idő alatt eljutnak az óriáságra. A 10 Nap-tömeg körüli csillagok a fejlődés folyamán többször is áthaladnak a HRD-nek azon a tartományán, ahol a különböző típusú pulzáló változócsillagok találhatóak. Úgy tűnik, a csillagfejlődés e szakaszában a csillag instabilissá válik és pulzációba kezd.

A csillagfejlődés He-égés utáni szakaszára még nincsenek teljesen megbízható modellek, a folyamatot még csak nagyvonalakban ismerjük. Mindenesetre éles kü-

lönbség van a Nap-tömeggel közel megegyező tömegű csillagok és a nagyobb tömegű csillagok fejlődési útja között. A Nap-tömegnyi csillagok héliumégés után visszamaradt szénmagjában a kontrakció nem képes arra, hogy azt olyan magas hőmérsékletre fűtse fel, amely elegendő lenne a szénmagok fúziójának megindulásához. A csillag magja tovább húzódik össze — de a további összehúzódást egy idő után megakadályozza az elektrongáz elfajulása (lásd a 4.5.4. fejezetet). A mag degenerálttá válásával egy időben a csillag burka tovább hűl és expandál. Az 1 Nap-tömegnyi csillagok esetében az expandáló burok elhagyhatja a csillagot, és ilyenkor (egyes feltevések szerint) planetáris köd keletkezik, melynek közepén egy igen sűrű csillag — *fehér törpe* — marad vissza. 0,35 Nap-tömegnél kisebb csillagok esetén a csillag sugárzása nem elegendő ahhoz, hogy héjat dobjon le magáról — ilyenkor az egész csillag anyaga degenerálódik és fehér törpecsillaggá válik. A fehér törpecsillag nyilván lassan kihűl, hiszen nem ismerünk olyan folyamatot, amely ezek belsejében huzamosabb ideig energiát termelne. A csillag ekkor minden bizonnyal *fekete törpévé* válik. Ilyen égitestet azonban még nem tudtunk megfigyelni.

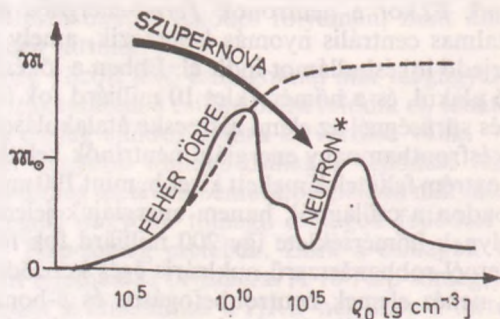
Az összehúzódó csillag fejlődése csak akkor állhat meg a fehér törpe állapotban, ha a tömegvesztés (pl. planetáris köd) után visszamaradt tömege nem haladja meg az 1,5 Nap-tömeget, vagyis a *Chandrasekhar-féle* határt (lásd a 4.5.4. fejezetet). Az 1,5 Nap-tömegnél nagyobb tömegű csillagok esetében a szénmag gyorsan húzódik össze, és először megindul a szén, a nitrogén, és az oxigén és a neon nukleáris égése, majd később, amikor már ezek elfogytak, a további elemek nukleáris fúziója is. A csillag rövid idő alatt teljesen feléli nukleáris energiáját, és a csillag magjában főképpen vas marad vissza. A vas és az annál nagyobb rendszámú elemek fúzióval már nem termelhetnek energiát, így most már a sugárnyomás nem képes a gravitációs összehúzó erővel egyensúlyt tartani. A csillag gyorsan kontrahálni kezd, és ez az összehúzódás — mivel a csillag tömege feltételezésünk szerint nagyobb a *Chandrasekhar-féle* határnál — nem áll meg a fehér törpe állapotnál. Az elfajult gáz energiája olyan nagy lesz, hogy az elektronok és a protonok neutronokká egyesülnek. Ezt a folyamatot *inverz β -bomlásnak* nevezzük. 10^{10} g/cm³ sűrűség felett a csillag anyaga lényegében neutrongázból áll. A neutrongázt a gravitációs erő tovább húzza össze. Az elektronok befogásával a csillag egyensúlya felbomlik, és hirtelen kollapszus következik be. Ez a folyamat akkor kezdődik, amikor a csillag központi tartományában a sűrűség 10^{11} g/cm³-t ér el. A kezdet után néhány másodperccel az összeeső mag nyugalmi tömegének jelentős részével ekvivalens kinetikus energiát nyer, és a neutronok *Compton*-hullámhosszuk rendjébe eső térfogatba nyomódnak össze. A sűrűség ekkor 10^{14} g/cm³. Ekkor a neutronok *Fermi*-energiája és nyomása gyorsan növekedni kezd. Hatalmas centrális nyomás keletkezik, amely megállítja a kollapszust, és egy kifelé terjedő lökéshullámot indít el. Ebben a lökésfrontban a hatalmas mozgási energia hővé alakul, és a hőmérséklet 10 milliárd fok fölé emelkedik. Ilyen nagy hőmérsékletnél és sűrűségnél az elemi részecske átalakulások gyakorisága jelentősen megnő, és a lökésfrontban nagy energiájú neutrínók keletkeznek. A neutrínók szabad úthossza ezen extrém feltételek mellett kisebb, mint 100 méter. Ennélfogva nem szökhetnek meg szabadon a csillagból, hanem energiájuk jelentős részét leadják a csillag burkában, melynek hőmérséklete így 200 milliárd fok fölé emelkedik. Ilyen rendkívüli hőmérsékletnél robbanásszerű nukleáris égés kezdődik a burokban, kedvezőek a feltételek a nehéz elemek neutronbefogásos és β -bomlásos felépüléséhez, de a kapcsolódó endoterm reakciók ellenére is nagy mennyiségű hőenergia szabadul fel. Újabb lökéshullám alakul ki, amely leszakítja a burkot a magról a fénysebességet megközelítő sebességgel, miközben a hatalmas termikus energiák olyan intenzitású sugárzást produkálnak, hogy a robbanó csillag luminozitása megközelíti egy egész

galaxisét. Ezenkívül nagy mennyiségű nukleáris részecske gyorsul fel, ami a galaktikus kozmikus sugárzás jelentős részére magyarázatot adhat.

A *szupernovák* (lásd a 4.12. fejezetet) részletes megfigyeléseiből származó anyag minden tekintetben összeegyeztethető a fenti elméleti képpel, de nem zár ki más lehetséges magyarázatokat sem. Az elmélettel összhangban észlelni lehetett az 1987-ben a *Nagy Magellán Felhő*ben fellobbant szupernova neutrínósugárzását. Mindenesetre igen nagy valószínűséggel kijelenthetjük, hogy szupernovarobbanások alkalmával az előbb ismertettét folyamat játszódik le. Az elmélet szerint a gravitációs kollapszus után egy nagy sebességgel táguló gázfelhő és egy neutroncsillag marad vissza. Jelenlegi ismereteink szerint a *pulzár*ok neutroncsillagok, hiszen olyan rövid időtartamú impulzusokat, amiket a pulzárak kibocsátanak, csak igen kis méretű objektumok képesek kisugározni. Ha feltételezzük, hogy a pulzárak tömege a csillagok tömegének nagyságrendjébe esik, akkor olyan sűrűséget kapunk, ami csak neutroncsillagok esetében lehetséges. A pulzárak neutroncsillag voltát az is megerősíti, hogy a *Rák-kő*dben lévő pulzár megegyezik azzal a csillaggal, amit már korábban az ott 1054-ben fellobbant szupernova maradványával azonosítottak. A pulzárokról részletesen majd a 4.12. fejezetben szólnunk.

A neutroncsillagok elmélete szerint ezek lehetséges tömegének is van egy felső határa. Ha ezt túllépik, feltartóztathatatlan gravitációs kollapszus következik be. Az eközben lezajló fizikai változások vizsgálata megköveteli a relativisztikus hatások figyelembevételét is. A hatalmas tömegkoncentráció a tér olyan erős görbültségét okozza, amelynek következményeként az elektromágneses sugárzás sem tudja elhagyni többé az objektumot, azaz fekete lyuk keletkezik.

Mint láttuk, a csillagok lehetséges végső állapotainak tanulmányozásához ismerünk kell az anyag állapotegyenletét extrém körülmények között. A számított $p(\rho)$ függvény felhasználásával a csillagok végső állapotára adódó $M(\rho_0)$ görbét a 4.68. ábra mutatja (ρ_0 a csillag középponti sűrűsége). Az ábrából látható, hogy elvileg a Napnál nem nehezebb csillagok nemcsak elfajult elektrongáz állapotban (fehér törpe) létezhetnek, hanem elfajult neutrongáz (neutroncsillag) állapotában is. Az ilyen neutroncsillag néhány km átmérőjű, belsejében az anyag atommag sűrűségű. Az anyagnak ilyen 10^{67} atomtömegű, atommagszerű állapota a gyenge és erős kölcsönhatások, valamint a gravitáció egyensúlyának eredménye. Miután — a 4.68. ábrán jól látható módon — az elektrongáz által produkált bal oldali magasabb maximum elzárja az utat a neutroncsillag egyszerű kialakulása előtt, ilyen állapot valóban csak úgy jöhet létre, ha a fentebb leírt lökéshullám hozzásegíti a csillagot ahhoz, hogy tö-



4.68. ábra. Az elegendően nagy tömegű csillagok összehúzódása nem áll meg a fehér törpe állapotnál, hanem szupernova-robbanás kíséretében neutroncsillag lesz belőle

megfelelőleg az űrbe szórja. Ez a folyamat azonban 10 Nap-tömeg felett már nem elég hatékony, így a csillag végső gravitációs kollapszusát (fekete lyukká válását) jelenlegi ismereteink szerint semmi sem állíthatja meg, hiszen az $M(\rho_0)$ görbe további maximumai nem ismeretesek.

4.11. A csillagközi anyag fizikája

Tejútrendszerünk anyaga részben csillagokból, részben csillagközi (intersztelláris) anyagból áll. Jelenlegi ismereteink szerint a Tejútrendszer anyagának körülbelül 5%-a van csillagközi anyag formájában jelen, ami már olyan nagy mennyiség, ami nem hanyagolható el. A csillagközi anyagnak jelentős szerepe van a Tejútrendszer dinamikájában, a csillagok kialakulásának és fejlődésének problémakörében, továbbá az asztrofizika más területein is (például a csillagok fényének elvörösödése). A csillagközi anyagban gyenge mágneses tér észlelhető, amelynek szerepe lehet több csillagászati jelenség lefolyásában. A csillagközi anyag létét a következő megfigyelési tények bizonyítják:

1. a sötét ködök,
2. az általános extinkció,
3. a reflexiós ködök,
4. az intersztelláris vörösödés,
5. az intersztelláris polarizáció,
6. az intersztelláris abszorpciós vonalak,
7. a fényes H II-zónák,
8. a hidrogén 21 cm-es rádiószinkép-vonala,
9. az intersztelláris molekulavonalak,
10. a termikus rádiósugárzás,
11. a nemtermikus rádiósugárzás.

A csillagközi anyag két fő komponensre bontható: a csillagközi porra és a csillagközi gázra. Először a porral kívánunk foglalkozni.

4.11.1. A csillagközi por

A csillagközi por hozza létre a csillagok fényének extinkcióját, szóródását és polarizációját. A csillagközi por állapotára és tulajdonságaira ezeknek a jelenségeknek a tanulmányozása útján következtethetünk. Különösen az $1 \mu\text{m}$ karakterisztikus méretű szilárd testecskék fényelnyelő és fényzóró hatása jelentős. Erről könnyen meggyőződhetünk, ha kiszámítjuk 1 g vaspor hatáskeresztmetszetének az összegét. A részecskékről tegyük fel, hogy gömb alakúak, sugaruk legyen a , számuk térfogategységenként N . Nyilván ekkor igaz a következő egyenlőség:

$$N \frac{4}{3} \pi a^3 \rho = 1.$$

Az N részecske hatáskeresztmetszetének S összege:

$$S = N \pi a^2 = \frac{3}{4a\rho}.$$

Mivel a vas sűrűsége $\rho = 8 \text{ g/cm}^3$ és a részecske mérete $a = 1 \mu\text{m}$:

$$S \approx 10^3 \text{ cm}^2.$$

Ez annyit jelent, hogy ha ezeket a vasrészecskéket egy 1 cm^2 keresztmetszetű hasámban helyezük el, akkor ezek egymást 1000-szeresen eltakarják. Ez még akkor is igaz, ha részecskéket egy 1000 pc hosszúságú, 1 cm^2 keresztmetszetű hasámba helyezünk. Így 1 g vaspor 1000 pc távolságon teljes fényelnyelést okoz egy 1 cm^2 keresztmetszetű hasámban. Mivel $1000 \text{ pc} = 3 \cdot 10^{21} \text{ cm}$, a csillagközi por sűrűsége ebben a hasámban:

$$\frac{1}{3 \cdot 10^{21}} \approx 3 \cdot 10^{-22} \text{ g/cm}^3.$$

Előző példánkból világos, hogy igen kis sűrűségű poranyag is, ha elég nagy területre terjed ki, teljes takarást eredményezhet. Ezzel magyarázhatjuk, hogy Tejútrendszerünkben nagyszámban találunk sötét porködöket.

Valójában a porszemek effektív hatáskeresztmetszete elég nagy méretű részecskék esetében nagyobb a geometriai keresztmetszetnél, mert a közvetlen abszorpció mellett még tekintetbe kell venni a részecskék környezetében történő fényelhajlást is. Részletes számítások szerint a poranyag által a λ hullámhossznál keletkező A_λ interstelláris extinkciót magnitúdóban mérve a következő formula adja meg:

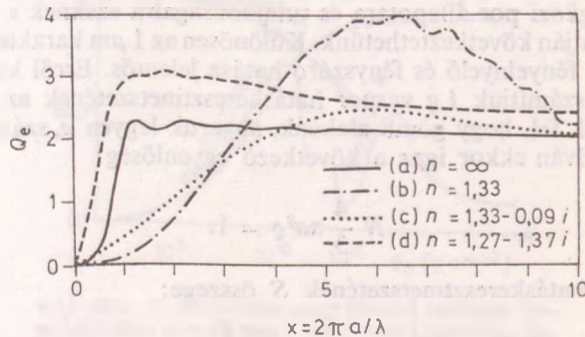
$$A_\lambda = 1,086 N_d Q_e(x) \sigma_d, \quad (4.11.1)$$

ahol N_d a porszemek száma 1 cm^2 -nyi felületre számolva, σ_d a (gömb alakúnak feltételezett) részecskék geometriai keresztmetszete, $Q_e(x)$ pedig az extinkciós hatékonysági faktor, amely az

$$x = \frac{2\pi a}{\lambda}$$

mennyiség függvénye, ahol a a gömb sugara. $Q_e(x)$ értékét numerikusan lehet kiszámolni. A 4.69. ábrán különböző n törésmutatójú közegek esetén tüntettük fel $Q_e(x)$ lefutását. Az ábrán a $Q_e(x)$ függvények az egyszerű abszorpciót jelölik (kétféle törésmutató esetére). Az ábrából látható, hogy az extinkciós hatékonysági faktor, ha a részecskék lineáris mérete a hullámhossz nagyságrendjébe esik, 2 körüli értéket vesz fel.

A (4.11.1) formulában az A_λ extinkció értéke természetesen függ a hullámhossztól, hiszen $Q_e(x)$ értéke a 4.69. ábra szerint erősen hullámhosszfüggő. Ez nyilvánvalóan



4.69. ábra. A Q_e extinkciós hatékonysági tényező függése a hullámhossztól különböző n törésmutatójú közegek esetén

azzal a közismert ténnyel van kapcsolatban, hogy a porszemek a rövidebb hullámhosszúságú kék fényt nagyobb mértékben szórják, mint a hosszabb hullámhosszúságú vöröset. Így a porfelhőn áthaladó csillag fényéből hiányzik a szórt kék fény egy része, és a csillagot vörösebbnek látjuk. Ezt a tényt nevezzük *intersztelláris elvörösödésnek*. Mivel a csillagok fényéből a porköd elsősorban a kék színű fényt szórja, a porködökről készített színes fényképfelvételeken a szórt fényt látjuk, tehát a porköd kék színűnek látszik. (Ezeket nevezzük *reflexiós ködöknek*.)

Az extinkció miatt a csillag B és V magnitúdója is lecsökken. A relatív extinkció azonban azt okozza, hogy a B (kék) magnitúdó jobban megváltozik, mint a V (sárga) magnitúdó. Ily módon a csillag $B-V$ színindexe is megváltozik, miközben fénye áthalad a porfelhőn. Ha a csillag eredeti (tehát extinkció nélküli) színindexét $(B-V)_0$ -val, megfigyelt színindexét $(B-V)_m$ -mel jelöljük, akkor az intersztelláris elvörösödéssel jellemző *CE színexcesszust* a következőképpen definiálhatjuk:

$$CE = (B-V)_m - (B-V)_0. \quad (4.11.2)$$

A színexcesszus meghatározásakor $(B-V)_0$ -t a csillag színekéből, vagy különböző színindexek (pl. a $B-V$ és $U-B$) összehasonlításával kaphatjuk meg.

Az extinkció átlagos mértékét különböző csillagok irányában történő mérésekkel határozhatjuk meg. Jelöljük a porszemek által létesített elnyelés abszorpciós koefficiensét 1 g anyagra számolva κ -val. Ekkor a csillag fényének I_0 intenzitása r út megtétele után a következő kifejezésben adott I -vel lesz egyenlő:

$$I = I_0 e^{-\bar{\kappa}\bar{\rho}r},$$

ahol $\bar{\kappa}$ és $\bar{\rho}$ a közepes abszorpciós koefficiens, illetve sűrűséget jelöli. Ennek megfelelő magnitúdóban mérve a következő változás:

$$\Delta m = -2,5 \log e^{-\bar{\kappa}\bar{\rho}r} = 2,5 \bar{\kappa}\bar{\rho}r \log e = Ar,$$

ahol:

$$A = 2,5 \bar{\kappa}\bar{\rho} \log e.$$

r -et általában 1000 pc-ben számolják, ennek megfelelően $\bar{\kappa}$ értékét egy 1000 pc hosszúságú, 1 cm^2 keresztmetszetű hasáb anyagára kell megállapítani. Ily módon a csillag eredeti m_0 látszó magnitúdója helyett

$$m = m_0 + Ar$$

magnitúdót fogunk észlelni. Ahhoz, hogy a csillag valódi r távolságát meghatározzuk, a (4.1.7) formulába m_0 értékét kell írunk:

$$M = m_0 + 5 - 5 \log r = m + 5 - 5 \log r - \frac{Ar}{1000}. \quad (4.11.3)$$

Ha az M abszolút magnitúdót és a valódi r távolságot más mérésekből ismerjük, akkor az adott csillagirányában A értéke (a különböző hullámhosszakra) meghatározható.

A különböző (főképpen O és B típusú) csillagok irányában történt mérések szerint A értéke a B (kék) színek tartományban $0,7$ és $1,0$ között van. Értéke azonban lényegesen nagyobb a Tejútrendszer szimmetriásíkja irányában (átlag 2^m), míg az erre merőleges irányban sokkal kisebb (átlagosan $0,4$). Ez a különbség elsősorban annak tulajdonítható, hogy Tejútrendszerünkben a por nem egyenletesen oszlik el, hanem kisebb-nagyobb porfelhőkbe koncentrálódik.

A porfelhők által történő fénygyengítés jellemzésére gyakran használják a γ tényezőt, amelyet a következőképpen definiálunk:

$$\gamma = \frac{A}{CE}.$$

A V színeképtartományban

$$\gamma = \frac{A_V}{CE} = 3,0 \pm 0,2,$$

B színeképtartományban pedig

$$\gamma = \frac{A_B}{CE} = 4,2 \pm 2,$$

(4.11.4)

a különböző csillagok irányában végzett mérések tanúsága szerint.

Azt, hogy szélsőséges esetben mekkora lehet a porfelhők okozta extinkció, egy példán szeretnénk bemutatni. A γ Cyg nevű csillag közelében található egy csillag, amelynek B és V magnitúdójára a következő értékeket mérték:

$$V = 11^m40,$$

$$B = 14^m41,$$

tehát

$$B - V = 3^m01.$$

A csillag színeképe $B5Ia$, tehát színeképe alapján a $B - V$ színindex:

$$(B - V)_0 = -0^m3$$

kellene legyen. Így a színexcesszus:

$$CE = B - V - (B - V)_0 = 3^m3.$$

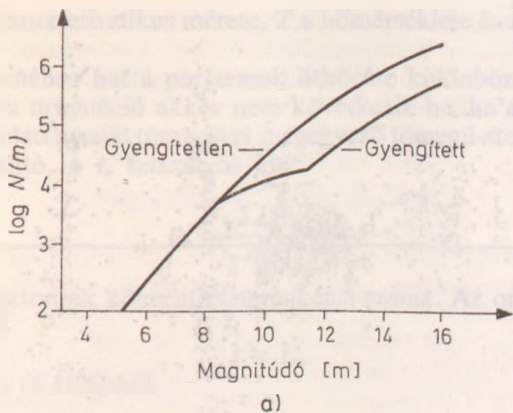
Így (4.11.4) alapján az extinkció értéke a V tartományban

$$A_V = 3 \cdot 3^m3 \approx 10^m.$$

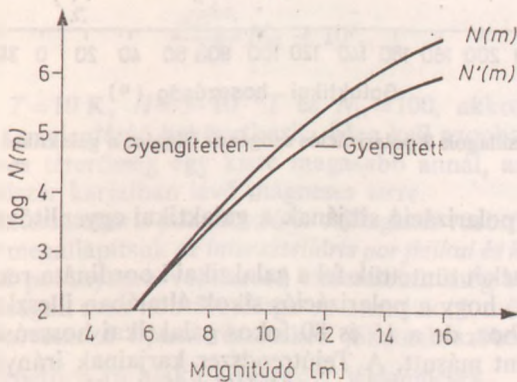
Ha nem lenne a csillag irányában vastag porfelhő, akkor tehát 10^m -val látnánk fényesebbnek, azaz fényessége $V = 1^m4$ volna, vagyis közelítőleg olyan fényes lenne, mint a *Deneb*.

A csillagközi *poranyag eloszlását* Tejútrendszerünkben csillagszámlálások segítségével állapíthatjuk meg. Tegyük fel, hogy valamilyen irányban a porfelhők fénygyengítése nélkül az m magnitúdójú csillagok száma: $N(m)$. A 4.70b ábrán $N(m)$ lefutását a felső görbe szemlélteti. Ha a csillagközi por a térben egyenletesen oszlana el, akkor $N(m)$ helyett $N'(m)$ -et figyelhetnénk meg. A valóságban azonban nem ilyen eloszlású függvényt észlelünk, hanem olyat, amelyet a 4.70a ábrán figyelhetünk meg. Ez azt jelenti, hogy a poranyag nem egyenletesen tölti ki a teret, hanem különálló felhőket alkot. Az imént ismertetett csillagszámlálási módszerrel még a tőlünk 6-700 pc-re lévő felhőket is fel lehet térképezni. A megfigyelések tanúsága szerint Tejútrendszerünkben a porfelhők karakterisztikus mérete 15 pc, míg a közöttük lévő átlagos távolság 40 pc. A Tejútrendszer szimmetriasiskjához közeli tartományokban a porfelhők a térfogat 7%-át foglalják le és a fény 1000 pc út megtétele közben 9-10 porfelhőn halad át.

Meg lehet becsülni a csillagközi poranyag sűrűségét is a különböző felhőkben. A sűrűség általában meghaladja a 10^{-25} g cm⁻³-t és a porfelhők átlagos tömege néhány



a)



b)

4.70. ábra. A csillagok fényességének gyengülése inhomogén (a) és homogén (b) csillagközi poreloszlás esetén

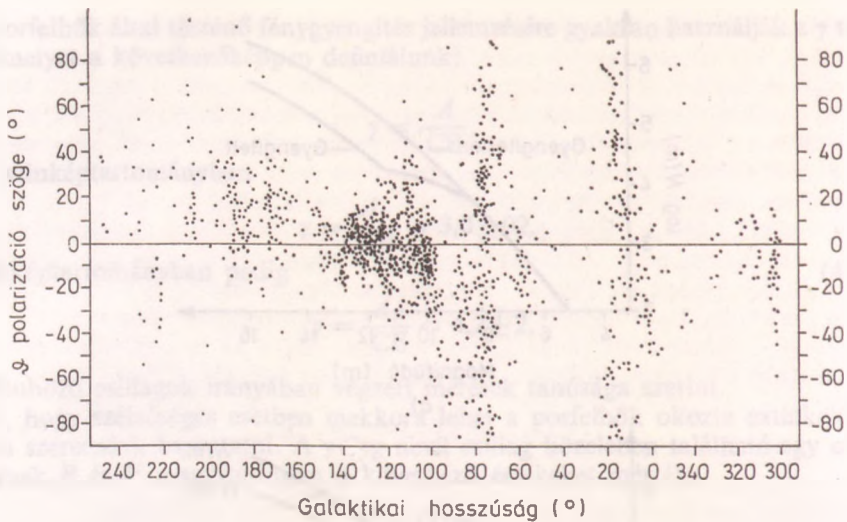
Nap-tömeget tesz ki. Vannak kivételesen nagy tömegű porfelhők is, amelyek tömege meghaladja a 100 Nap-tömeget is.

Vannak egészen kisméretű porfelhők is, a *globulák*. A globulák mindig forró gázködbe beágyazva találhatók, és feltehetően a gázködben haladó lökeshullámok nyomják össze ezeken a helyeken a porfelhőt. A globulákban a poranyag sűrűsége elérheti a $10^{-23} \dots 10^{-20} \text{ g/cm}^3$ -t.

Tejútrendszerünk egész térfogatára számolva a poranyag sűrűsége 10^{-27} g/cm^3 körül van, a Galaxis szimmetriasiskjához közeli tartományokban ez az érték $1,4 \cdot 10^{-26} \text{ g/cm}^3$.

A csillagközi poranyagnak tulajdonítható a *csillagok fényének intersztelláris polarizációja*. A csillagok egy részének fénye elliptikusan polarizált. Jelölje az ellipszis nagytengelye irányában mért intenzitást I_{\max} , a kistengely irányában mért intenzitást pedig I_{\min} . Ekkor a polarizáció mértékére a következő p mértékszámot használjuk:

$$p = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$$



4.71. ábra. A csillagok ϑ polarizációs szögének függése a galaktikai hosszúságtól

A p érték mellett a polarizáció síkjának a galaktikai egyenlítővel bezárt ϑ szöge is fontos.

A 4.71. ábrán ϑ értékét tüntettük fel a galaktikai koordináta-rendszerben. Az ábrából világosan látszik, hogy a polarizációs síkok általában illeszkednek a Tejútrendszer szimmetriasíkjához, de a 15 és 80 fokos galaktikai hosszúságoknál sokkal nagyobb ϑ szórása mint másutt. A Tejútrendszer karjainak irányát figyelembe véve, ott ahol egy kar mentén nézzük, a polarizációs síkok véletlenszerű eloszlást mutatnak, ott pedig, ahol a galaktikai karra merőlegesen (vagy elég nagy szögben) látunk rá, a polarizációs síkok illeszkednek a szimmetriasíkhhoz. A polarizáció elmélete alapján (részletesebben lásd pl. L. SPITZER: Physical Processes in the Interstellar Medium c. könyvében) ez csak úgy lehetséges, ha a Tejútrendszer karjaiban elnyúlt részecskék vannak, amelyeknek a hossz tengelye merőleges a kar irányára. A számítások szerint a polarizáció előidézéséhez $1 \mu\text{m}$ karakterisztikus méretű, kb. $n=1,33$ törésmutatójú és 1:2 arányban megnyúlt orientált részecskékre (porszemekre) van szükség.

Felmerül azonban a kérdés, hogy mi okozhatja ezeknek a porszemeknek az orientálását? Ha a porszem részecskék paramágneses tulajdonságúak, akkor a Tejútrendszer karjaival párhuzamos irányú mágneses tér képes a porszemeket orientálni. Az orientálási mechanizmus a következőképpen képzelhető el: Ha a porszem impulzusmomentum-vektorának van a mágneses tér irányára merőleges komponense, akkor a részecske forgása folyamán a részecskét körülvevő mágneses tér iránya a részecskékhez képest állandóan változik. A porszemben lévő mágneses göcök így állandóan át-mágnesesződnek, a hiszterézis jelensége lép fel, amelynek következtében forgatónyomaték lép fel, amely az impulzusmomentum-vektor mágneses térre merőleges komponensét csökkenti. A részletes számítások szerint (lásd pl. MARIK M.: Fejezetek az elméleti asztrofizikából c. művében) az orientáció beállításának t ideje:

$$t \approx 2 \cdot 10^{11} \frac{a^2 T}{H^2} \text{ s}, \quad (4.11.5)$$

ahol a a részecske karakterisztikus mérete, T a hőmérséklete és H a mágneses fluxus-sűrűség.

Az orientáció ellenében hat a porszemek ütközése különböző (elsősorban hidrogén-) atomokkal. Az orientáció akkor nem következik be, ha a porszem a (4.11.5)-ben megadott t idő alatt a saját tömegével megegyező tömegű atommal ütközik össze. Mint könnyen látható, a t_r relaxációs idő:

$$t_r \approx \frac{3 \cdot 10^{19} a}{N_H T^{1/2}} \text{ s}, \quad (4.11.6)$$

ahol N_H a hidrogénatomok köbcentiméterenkénti száma. Az orientáció tehát akkor következhet be, ha

$$t < t_r,$$

azaz (4.11.5)-ből és (4.11.6)-ból

$$\frac{aT^{3/2}}{H^2} N_H < 10^8. \quad (4.11.7)$$

Ha $a=5 \cdot 10^{-7}$ m, $T=10$ K, $H=5 \cdot 10^{-9} T$ és $N_H=100$, akkor a (4.11.7) egyenlőség teljesül, így az orientáció bekövetkezik. Meg kell azonban jegyeznünk, hogy a feltételezett mágneses térerősség egy kissé magasabb annál, amit más mérésekből kapunk a Tejútrendszer karjaiban lévő mágneses térre.

Az extinkció, az intersztelláris polarizáció és csillagközi vörösödés tanulmányozása lehetővé teszi, hogy megállapítsuk az intersztelláris por fizikai és kémiai tulajdonságait. Sajnos a csillagközi poranyagra vonatkozó ismereteink még elég hézagosak, ezért a porszemek sajátosságait csak hozzávetőlegesen ismerjük. A mérések eredményeinek interpretálására a következő típusú részecskék jöhetnek szóba:

1. megnyúlt, feltehetően tű alakú, „piszkos” jégzemcsék,
2. grafitzemcsék,
3. részecskék grafitmaggal és jégburokkal,
4. nagy és komplex szénhidrátszerű molekulák,
5. szilikát szemcsék,
6. gyémánt- és más szénkristályok.

Az intersztelláris elvörösödést és az extinkciót molekulák nem okozhatják, éppen ezért valószínűleg részecskék alkotják a porfelhőket. Az intersztelláris polarizációt csak elnyúlt részecskékkel lehet értelmezni, ezért a jégkristályokat minden bizonnyal ki lehet zárni. A gyémántkristályokkal jól lehet értelmezni a csillagközi elvörösödést, de kicsi a valószínűsége annak, hogy ezek nagy számban legyenek jelen az intersztelláris anyagban. Így a legvalószínűbbnek a grafitkristályok, a jégburokkal rendelkező grafitkristályok és a szilikátkristályok látszanak.

Az intersztelláris porszemek keletkezésére vonatkozóan szintén nincs még véglegesnek mondható elképzelésünk. A grafitzemcsék keletkezhetnek a széncsillagok (R és N színképtípus) légkörében. Ezek a csillagok alacsony hőmérsékletű, mintegy 100 nap periódussal pulzáló csillagok, amelyek légkörében több száz fokok hőmérséklet-ingadozások lépnek fel. Az alacsonyabb hőmérsékletű állapotban grafitzemcsék kondenzálódhatnak ki a légkörben, amelyeket a csillag sugárnyomása eltávolíthat a csillagtól. Ezek a részecskék képezhetik azokat a magokat, amelyekre a csillagközi anyag atomjai és molekulái később rárakódhatnak.

A porszemek állandó kölcsönhatásban vannak a környezetükkel, ütköznek más porszemekkel, atomokkal, molekulákkal, és éri őket a galaktikai kozmikus sugárzás.

Ezért a részecskék nemcsak növekednek, hanem szét is bomlanak. Az erre vonatkozó elméleti számítások szerint az egyensúly a felépülés és a lebomlás között mintegy $1 \mu\text{m}$ nagyságú részecskéknél áll be. Ez az érték jó egyezésben van a különböző mérésekből kapott értékekkel.

4.11.2. A csillagközi gáz

A csillagközi gáz jelenlétét először J. F. HARTMANN mutatta ki 1904-ben, amikor a δ Orionis nevű spektroszkópai kettőscsillag színképében felfedezte az ionizált kalcium H - és K -vonalát, mely vonalak nem követték a csillagpár csillagainak keringésből adódó periodikus hullámhossz-eltolódását. Ezeket a vonalakat először egy hipotetikus kalciumfelhőnek tulajdonították, amelyben a két csillag kering, majd később kitért, hogy a kalciumionok a kettőscsillag és a megfigyelő közötti térben vannak. 1919-ben felfedezték az intersztelláris Na vonalát, majd később a K -, a Fe -, a Ti -atomok vonalát, illetve a CH -, a CH^+ - és a CN -molekulák sávjait is. A különböző csillagok irányában végzett mérések azt mutatták, hogy a kémiai elemek eloszlása az intersztelláris elnyelő gázban nagyjából megfelel a Napon megfigyelt eloszlásnak. A csillagközi tér 1 cm^3 -ében átlagosan 10^{-8} - 10^{-9} darab fémion található.

Nagy felbontású spektrográfokkal sikerült az ionizált Ca -vonalak felhasadását is megfigyelni. Ez arra utal, hogy a kalciumot is tartalmazó csillagközi anyag nem folyamatosan tölti be a teret, hanem különálló felhőkbe tömörül, éppen úgy, mint a por.

A csillagközi gáz legfeltűnőbb példái a fényes $H II$ -zónák. A csillagközi hidrogéngáz önmagától nem sugároz. Ahhoz, hogy sugározzék, valamilyen folyamatnak a hidrogéngázt világításra kell készítenie. A világító felhőkben mindig található egy (vagy több) forró, magas hőmérsékletű csillag, amelynek sugárzása a hidrogéngázt ionizálja. Az ionizált hidrogén rekombinációs eredetű sugárzást bocsát ki, és ezért látszik fényesnek az inonizált hidrogénfelhő (vagy más néven $H II$ -zóna).

Abban az esetben, ha az ionizáló csillag körül viszonylag kisméretű, gyűrű alakúnak látszó világító felhő figyelhető meg, akkor *planetáris ködökről* beszélünk. Valószínű, hogy a planetáris köd világító gőzfelhőjének anyagát maga a csillag dobta le magáról fejlődésének meghatározott szakaszában. Ha egy már eleve meglévő (eredetileg nem világító) gázfelhőben keletkezik egy (vagy több) magas hőmérsékletű csillag, amely ionizálja a hidrogéngázt, akkor *diffúz köddel* állunk szemben. Szeretnénk hangsúlyozni, hogy mind a planetáris ködöknél, mind a diffúz ködöknél ugyanaz a mechanizmus készíti világításra a hidrogéngázt.

Ahhoz, hogy a csillag által kibocsátott foton ionizálni legyen képes a hidrogént, a foton $h\nu$ energiájának nagyobbnek kell lennie a hidrogén χ_0 ionizációs potenciáljánál:

$$h\nu > \chi_0, \quad (4.11.8)$$

ahol h a *Planck*-féle konstans. (4.11.8)-ba behelyettesítve h és χ_0 konkrét értékét, azt kapjuk, hogy a foton λ hullámhosszára:

$$\lambda \lesssim 91,2 \text{ nm.}$$

Tekintettel arra, hogy ilyen hullámhosszúságú sugárzás általában a *Lyman*-kontinuumban jön létre, az ilyen fotonokat L_c kvantumoknak is nevezzük. Az L_c kvantumok ionizálják az intersztelláris hidrogéngázt, amely a kapott energiát rekombináció útján sugározza ki. Nevezzük elsőfokú rekombinációnak azt a rekombinációt, amely-

nél az elektron mindjárt a legalacsonyabb energiaszintre hullik vissza. Legyen másodfokú a rekombináció, ha a visszaugrás a második szintre történik stb. Az elsőfokú rekombinációk számunkra érdektelenek, mert ilyenkor ismét L_c kvantum keletkezik, ami ismét egy hidrogénatomot ionizál. Egyensúlyi helyzet akkor lép fel, ha az időegységre eső ionizációk száma megegyezik a valódi (tehát nem elsőfokú) rekombinációk számával. Ezt a következő egyenlettel írhatjuk fel:

$$4\pi R_*^2 N_L = N_e N_p \frac{4\pi S_0^3}{3} \sum_{n=2}^{\infty} \alpha_n(T), \quad (4.11.9)$$

ahol R_* a csillag sugara, N_L a csillag egységnyi felületén másodpercenként kiáramló L_c kvantumok száma, N_e és N_p az elektronok és a protonok térfogategységre eső száma, S_0 az ionizált hidrogéngáz sugara és α_n a rekombináció valószínűsége. Itt értelemszerűen feltettük, hogy a H II-zóna a csillagot gömbszimmetrikusan veszi körül.

A mérések szerint a H II-zóna hőmérséklete $T=10\,000$ K. Ebben az esetben (4.11.9)-ben:

$$\sum_{n=2}^{\infty} \alpha_n(T) \approx 2,45 \cdot 10^{-13} \frac{\text{cm}^3}{\text{s}}.$$

Feltételezhető, hogy a H II-zónában lévő plazma kvázineutrális, azaz

$$N_e = N_p.$$

Ez utóbbiakat tekintetbe véve megkaphatjuk a H II-zóna (vagy más szóval a *Ström-gren-zóna*) sugarát:

$$S_0 = 1,33 \cdot 10^{-7} \left(\frac{R_*}{R_{\odot}} \right)^{2/3} N_L^{1/3} N_e^{-2/3} \text{pc}. \quad (4.11.10)$$

Ahhoz, hogy S_0 értékét számszerűleg is megkaphassuk, ismernünk kell R_* és N_L értékét is. Ezek a mennyiségek nyilván a csillag spektráltípusától függenek, amelyeket numerikus módon lehet kiszámítani. Szokás ezért a (4.11.10) formulát a következőképpen is felírni:

$$S_0 = U(\text{Sp}) N_e^{-2/3} \text{pc}, \quad (4.11.11)$$

ahol

$$U(\text{Sp}) = 1,33 \cdot 10^{-7} \left(\frac{R_*}{R_{\odot}} \right)^{2/3} N_L^{1/3}.$$

$U(\text{Sp})$ számszerű értékeit a következő táblázat adja meg:

Sp	O5	O6	O7	O8	O9	O9,5	B1	B0	B2
$N_L \cdot 10^{-23}$	8,7		5,8		2,3	0,92	0,36		0,015
$U(\text{Sp})_{\text{elm.}}$	88	80	62	46	31	25	20	11	4,6
$U(\text{Sp})_{\text{mért}}$	90	73	54	39	27	22	17,5	13	

A táblázat utolsó sorában feltüntettük a rádiócsillagászati úton indirekt módon mért $U(\text{Sp})$ értékeket is az összehasonlítás kedvéért.

A táblázat alapján kiszámítható, hogy például $N_e \approx 1$ esetén egy O7 típusú csillag körül

$$S_0 \approx 60 \text{pc}$$

sugarú H II-zóna alakul ki. Későbbi típusú csillagok körül nyilván kisebb a H II-zóna mérete.

Könnyen ki lehet számítani (lásd pl. С. А. Каплан—С. Б. Пикельнер: Физика межзвездной среды), hogy a forró, korai típusú csillag maga körül a saját tömegének több ezerszeresét is képes kedvező feltételek teljesülése esetén ionizálni. Ugyancsak érdekes, hogy a számítások szerint az átmeneti tartomány a H II- és H I-zóna között a köd méreteihez képest elhanyagolhatóan vékony. Ezzel magyarázhatjuk, hogy a megfigyelhető H II-zónák határa igen élesnek látszik.

Az ionizált H II-zóna hőmérséklete mind az elméleti számítások, mind a mérések szerint $T=10\,000\text{ K}$ körül van.

Számításunk kvázistacionárius esetre vonatkozott. A stacionáris eset bekövetkezésének karakterisztikus ideje azonban elég nagy, mintegy 10^4 év. A csillag felvillanásának időpontjától kezdve a stacionáris helyzet bekövetkezéséig a gázban érdekes jelenségek játszódnak le. Ilyenkor a H II- és H I-zóna közötti vékony átmeneti tartomány szakadási felületként viselkedik, és kialakul az úgynevezett *ionizációs front*. Az ionizációs front keletkezését szemléletesen a következőképpen magyarázhatjuk. Az ionizáció következtében a H II-zónában megnövekedik a gáz nyomása, aminek következtében kiterjed. Ezzel természetesen csökken a sűrűség, tehát az L_c kvantumokra vonatkozó áteresztőképesség is. Az L_c kvantumok így messzebb jutnak el a csillagtól.

Az ionizációs front (lásd pl. S. A. KAPLAN: Interstellar Gas Dynamics) néhány száz méter/s sebességgel mozog, és előtte egy sűrűség-hullám is halad. Ez a sűrűség-hullám képes összenyomni az útjába eső porfelhőket is. Feltételezésünk szerint így jönnek létre a korábban már tárgyalt globulák is.

A H II-zónák színképében — értelemszerűen — a hidrogén *Balmer*-sorozatának vonalai dominálnak. Legerősebben a H_α -vonalban sugároznak — ennek tulajdonítható a színes fényképfelvételeken a ködök vörös színe. A planetáris ködök színképének jellegzetességei az úgynevezett *nebuliumvonalak*. Elnevezésük abból az időből ered, amikor még nem sikerült ezeket azonosítani. 1927-ben I. S. BOWEN mutatta ki, hogy ezek a kétszeresen ionizált oxigénatom tiltott vonalai. A nebuliumvonalak hullámhosszai a következők:

$$N_1[\text{O III}] \quad 570,0 \text{ nm},$$

$$N_2[\text{O III}] \quad 495,9 \text{ nm}.$$

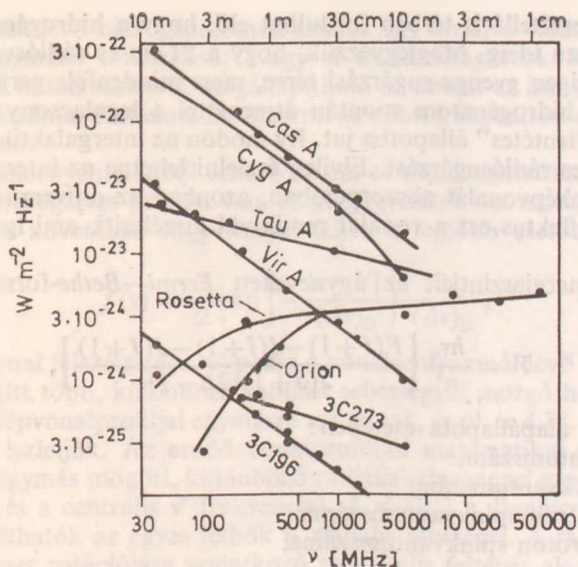
A nebuliumvonalak egyébként megfigyelhetők még a diffúz ködökben is, de intenzitásuk aránya lényegesen kisebb. A planetáris ködökben a nebuliumvonalak intenzitásának aránya a H_β -vonalhoz képest:

$$N_1:N_2:H_\beta = 10:3:1,$$

míg ugyanez az arány a diffúz ködöknél maximálisan:

$$2:0,6:1.$$

A H II-zónák *termikus* jellegű *rádiósugárzást* is kibocsátanak. A diffúz ködök folytonos rádiósugárzására jellemző, hogy 10 m és 30 m hullámhossz között az intenzitás növekszik, majd a rövidebb hullámhosszakon közel állandóvá válik. A 4.72. ábrán a *Rosetta*-, az *Orion-köd* és egyéb források rádiósugárzásának intenzitását tüntettük fel a hullámhossz (frekvencia) függvényében. A gázködök termikus rádiósugárzása az elektronok szabad—szabad átmeneteiből származik az ionok elektromos terében.



4.72. ábra. Néhány rádióforrás sugárzásának eloszlása a hullámhossz (frekvencia) függvényében

Különösen a szupernova-maradványok bocsátanak ki *nem termikus jellegű rádiósugárzást*. A rádiósugárzás hullámhossz—intenzitás görbéje 10 m környékén kb. 1000 K, de 3 m-nél már millió K termikus sugárzásnak felel meg. Különösen jól tanulmányozható a nemtermikus rádiósugárzás a *Rák-köd* esetében. J. SZ. SKLOVSKIJ mutatta ki először, hogy a *Rák-köd* nem termikus jellegű rádiósugárzása a köd mágneses terében relativisztikus sebességgel mozgó elektronok szinkrotron sugárzásával egyezik meg. A *Rák-köd* feltehetően az 1054-ben felrobbant szupernova maradványa. Az a tény, hogy még most is található benne relativisztikus elektronok (melyek lecsillapodási ideje lényegesen kisebb, mint a köd kora), arra utal, hogy feltehetően a szupernova után visszamaradt pulzár állandóan pótolja a relativisztikus elektronokat.

Természetesen Tejútrendszerünkben nemcsak ott vannak gázfelhők, ahol fényes ködöket, vagy folytonosan sugárzó rádióforrásokat figyelhetünk meg. Elképzelhetőek olyan felhők is, amelyeket nem készíten forró csillag világitásra, illetve olyan alacsony a hőmérsékletük, hogy termikus rádiósugárzásuk csak nehezen észlelhető.

A neutrális hidrogéngáz jelenlétére utal a hidrogén *21 cm-es rádiósugárzása*, továbbá a hidrogén rádiótartományba eső néhány rekombinációs vonala is. A hidrogén 21 cm-es rádiósugárzásának léte először H. VAN DE HULST mutatott rá elméletileg 1944-ben, majd 1950-ben a rádiótechnika fejlettsége már lehetővé tette, hogy meg is figyeljék.

A hidrogén alapállapotban kétféleképpen helyezkedhet el: a proton és az elektron spinje párhuzamos, illetve ellentétes. Az ellentétes állapothoz tartozik az alacsonyabb energia. Az ellentétes állapotból a párhuzamos állapotba való átmenetet a kvantummechanika kiválasztási szabályai tiltják. Elegendően hosszú idő elteltével ez az átmenet azonban spontán végbemehet, és ilyenkor a hidrogénatom egy 21 cm-es rádiókvantumot bocsát ki. A spontán átmenet valószínű ideje kb. 10 millió év, tehát ez az átmenet a földi légkörben lévő hidrogénatomoknál nem következhet be. Csak

az igen ritka interisztelláris térben fordulhat elő, hogy a hidrogénatom ne gerjesztődjék ilyen hosszú ideig. Megjegyezzük, hogy a 21 cm-es rádiósugárzás létrejöttéhez szükség van igen gyenge sugárzási térre, mert mindenféle gerjesztés hiányában idővel az összes hidrogénatom spontán átmenettel a legalacsonyabb energiaszintnek megfelelő „ellentétes” állapotba jut. Ily módon az intergalaktikus hidrogén nem bocsát ki 21 cm-es rádiósugárzást. Elvileg észlelni lehetne az intergalaktikus hidrogén 21 cm-es színképvonalát abszorpcióban, azonban az univerzum tágulása miatt fellépő *Doppler*-effektus ezt a vonalat rendkívül kiszélesíti, ami igen megnehezíti a kimutatását.

A hidrogén energiaszintjeit az úgynevezett *Fermi—Bethe*-formulával adhatjuk meg:

$$W = \frac{h\nu_0}{n^3} \left[\frac{F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)}{J(J+1)(2L-1)} \right], \quad (4.11.12)$$

ahol a hidrogén alapállapota esetében:

$n=1$, a főkvantumszám,

$L=0$, a mellékvantumszám,

$S=1/2$ az elektron spinquantumszáma,

$I=\pm 1/2$ a proton spinquantumszáma,

$$J = L + S = \frac{3}{4},$$

$$F = S + I = 0 \quad \text{vagy} \quad 1,$$

$$\nu_0 = 532,6 \text{ MHz.}$$

Az $F=0$ -hoz tartozó W_0 energia így (4.11.12)-ből:

$$W_0 = -\frac{2}{3} h\nu_0,$$

az $F=1$ -hez tartozó W_1 energia pedig:

$$W_1 = 2h\nu_0,$$

amiből a spontán spinátmenetkor keletkező foton ΔW energiája:

$$\Delta W = W_1 - W_0 = \frac{8}{3} h\nu_0 = h\nu,$$

amiből:

$$\nu = \frac{8}{3} \nu_0 = 1420,4056 \text{ MHz,}$$

vagy az ehhez tartozó hullámhossz:

$$\lambda = 21,11 \text{ cm.}$$

A Tejútrendszernek minden olyan tartományából, ahol neutrális hidrogéngáz van, észlelhető a 21 cm-es rádiósugárzás. Kimutatható (lásd pl. Sz. A. KAPLAN—Sz. B. PIKELNER könyvében, lásd irodalom), hogy

$$\int (I_\nu - I_\nu^0) d\nu = 2 \cdot 10^{-33} N_H, \quad (4.11.13)$$

ahol I_ν az intenzitás a 21 cm-es színképvonal tartományában, I_ν^0 az intenzitás a 21 cm-es színképvonal környezetében, N_H pedig a vizsgált irányba mutató, 1 cm^2 kereszt-

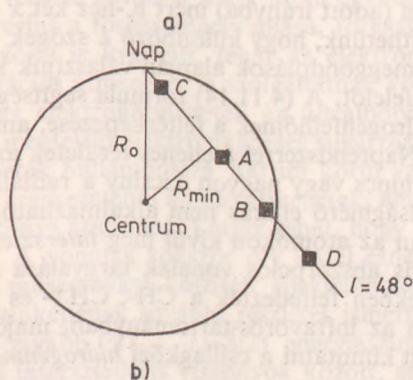
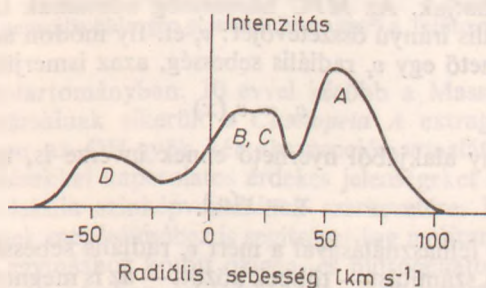
metszetű hasábban lévő hidrogénatomok száma. Így észelve valamilyen irányban a 21 cm-es rádiósugárzás intenzitását (vagy a rádiócsillagások nomenklaturájával élve: a fényességi hőmérsékletét), megállapítható az abban az irányban elhelyezkedő hidrogénatomok száma. Szellemes módszerrel az adott irányban lévő felhők távolsága is meghatározható.

Egy neutrális hidrogénfelhőből érkező 21 cm-es rádiósugárzásnak a felhőn belüli mozgások miatt jellegzetes profilja van. A megfigyelések azt mutatták, hogy a színképvonalprofil a következő függvénnyel lehet a legtöbb esetben megközelíteni:

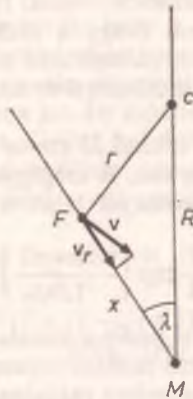
$$f(v) = \frac{1}{2} \exp \left\{ - \frac{|v - v'|}{(\Delta v)_D} \right\} \frac{1}{(\Delta v)_D},$$

ahol $(\Delta v)_D$ a vonal félszélessége, v' pedig a vonalcentrumnál lévő frekvenciát jelöli. Ha egymás mögött több, különböző radiális sebességgel mozgó hidrogénfelhő van, akkor ezek színképvonalprofiljai egymásra rakódnak, és pl. a 4.73. ábrán lévő eredő vonalprofilokat észleljük. Az eredő vonalprofilból matematikai módszerekkel elkülöníthetők az egymás mögött, különböző radiális sebességgel mozgó felhők 21 cm-es vonalprofiljai és a centrális v' frekvenciái. A v' -kből a Doppler-féle képlet segítségével megállapíthatók az egyes felhők v_r radiális sebsségei. A radiális sebességek-ből a Tejútrendszer rotációjára vonatkozó paluzibilis feltevés alapján megállapítható az illető felhő tőlünk mért távolsága is. Ez a következő gondolatmenet alapján történik:

Tegyük fel (egyszerűsítő feltevés gyanánt), hogy a mérést a Tejútrendszer szimmetriásíkjában végezzük. Jelöljük a Tejútrendszer centrumát C -vel (4.74. ábra), a meg-



4.73. ábra. A 21 cm-es színképvonal profiljának alakja függ a hidrogénfelhők elhelyezkedésétől



4.74. ábra. A hidrogénfelhő v_r radiális sebességének összefüggése x távolsággal

figyelő (a Naprendszer) helyét M -mel, a neutrális hidrogénfelhő helyét pedig F -fel. Legyen a Naprendszer távolsága a Tejútrendszer centrumától R , a felhő távolsága a centrumtól r , a megfigyelőtől x , továbbá a felhő és a Tejútrendszer centrumának iránya zárjon be egymással λ szöget. A Tejútrendszer centruma körül körpályán mozgó felhő pálya menti v sebességét r ismeretében a *Oort*-féle formulából (lásd az 5. fejezetet) kiszámíthatjuk. Az MFC háromszög adatainak ismeretében könnyen megkaphatjuk v radiális irányú összetevőjét: v_r -et. Ily módon adott λ és R esetében minden x -hez rendelhető egy v_r radiális sebesség, azaz ismerjük a

$$v_r = v_r(x)$$

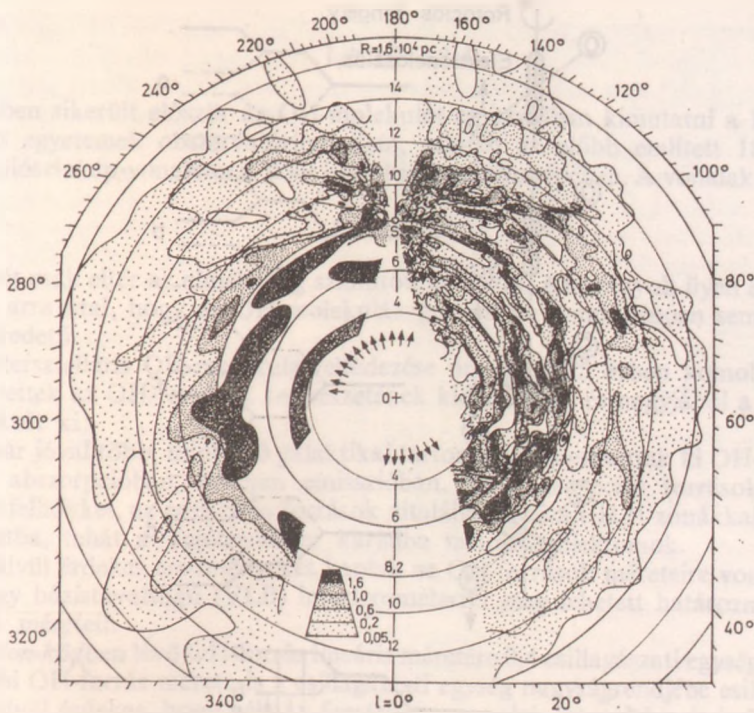
függvényt. A függvény alakjából nyerhető ennek inverze is, az

$$x = x(v_r) \quad (4.11.14)$$

függvény is. (4.11.14) felhasználásával a mért v_r radiális sebességhez megkaphatjuk a felhő x távolságát. A számítást — többek között — az is megnehezíti, hogy (4.11.14) konkrét alakja minden (adott irányba) mért v_r -hez két x értéket rendel hozzá. Ezen a nehézségen úgy segíthetünk, hogy különböző λ szögek irányába végzünk méréseket, és folytonossági megfontolások alapján választjuk ki a két lehetséges x távolságérték közül a megfelelőt. A (4.11.14) formula segítségével vált lehetővé a Tejútrendszer neutrális hidrogénfelhőinek a feltérképezése, amelyet a 4.75. ábrán mutatunk be. Az ábrán a Naprendszerrel átellenes területek azért maradtak üresen, mert az itt lévő felhőknek nincs vagy nagyon kicsiny a radiális sebességük — tehát esetükben a vázolt távolságmérő eljárás nem alkalmazható.

A csillagközi gázban az atomokon kívül még *intersztelláris molekulák* is találhatóak. Az intersztelláris abszorpciós vonalak tárgyalása során már megemlítettük, hogy még a 30-as években felfedezték a CH -, CH^+ - és CN -molekulákat a csillagközi térben. 1968-ban az infravörös-tartományban, majd 1970-ben az ultraibolya-tartományban sikerült kimutatni a csillagközi *hidrogénmolekula* jellegzetes színképvonalait.

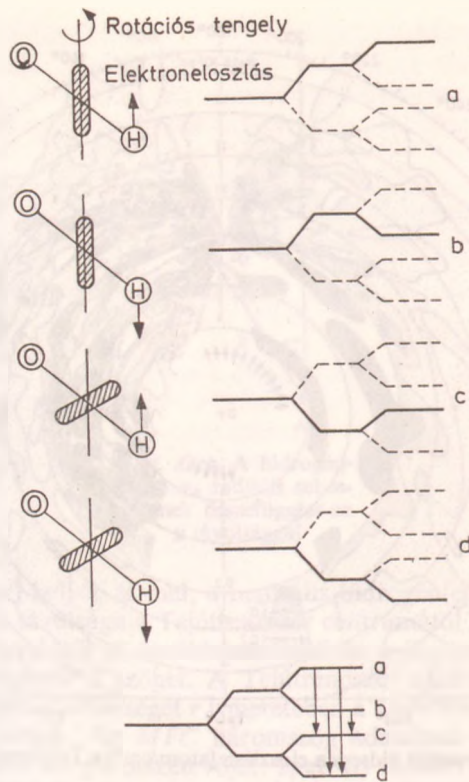
Nem sokkal a hidrogén 21 cm-es rádiósugárzásának detektálása után J. Sz. SKLOVSKIJ mutatott rá először (1953-ban) az *OH-molekula* észlelhetőségének lehető-



4.75. ábra. A neutrális hidrogén eloszlása [atom/cm³] a Tejúrendszer síkjában

ségére a cm-es rádiótartományban. 10 évvel később a Massachusetts Institute of Technology munkatársainak sikerült a *Cassiopeia A* extragalaktikus rádióforrás folytonos szinképében az OH-gyök két abszorpciós vonalát megfigyelni. Mielőtt azonban a megfigyelésekkel kapcsolatos érdekes jelenségeket ismertetnénk, röviden kitérünk az OH-molekula szinképvonalainak szerkezetére. Ez más interstelláris molekulák szinképének megértéséhez is segítséget fog nyújtani.

Az OH-molekula egymáshoz kötött oxigén- és hidrogénatomból áll. A molekula egy tengely körül forog a térben, továbbá a két atom egymáshoz képest rezgést is végez. A kvantumfizika szerint a forgástengely állása, forgási sebessége, továbbá a részecskék rezgése (vibrációja) is kvantált, tehát az elektronátmenetek mellett a különböző rotációs és vibrációs átmenetek is szolgáltatnak vonalakat a szinképben. Az OH-molekula esetén az elektronátmenetek az ultrabolya-tartományba esnek. A vibrációs átmeneteknek megfelelő elektromágneses sugárzás hullámhossza néhány μm , míg a rotációs átmenetek hullámhossza 100 μm körül van. Ehhez járulhatnak még a vonalak hiperfinom szerkezetéből adódó átmenetek, amit a proton és a páratlan elektron spinjének viszonya szab meg. Látjuk tehát, hogy az OH-molekula szinképe rendkívül bonyolult. A vonalak sokszor oly közel esnek egymáshoz, hogy a kisebb felbontóképességű műszerekkel készített spektrumokon sávokká olvadnak össze. Az OH-molekula szinképének további részletes ismertetése helyett most inkább térjünk rá a legalacsonyabb ($^2\Pi_{3/2}$, $J=3/2$) energiaszint hiperfinom szerkezetének ismertetésére, hiszen interstelláris viszonyok között, gerjesztés hiányában az OH-molekulák ilyen állapotban találhatók. A 4.76. ábrán a rotációs tengely, az elektroneloszlás és a proton spinjének négy lehetséges variációját tüntettük fel, a



4.76. ábra. Az intersztelláris OH-molekula rádiószinkép-vonalainak keletkezése

hozzá tartozó (*a*, *b*, *c* és *d*) energiaállapotokkal együtt. A kvantummechanikai kiválasztási szabályok az $a \rightarrow b$ és $c \rightarrow d$ átmeneteket kizárják. Az $a \rightarrow c$ és $b \rightarrow d$ átmeneteknek megfelelő vonalakat *fővonalaknak*, míg a $b \rightarrow c$ és $a \rightarrow d$ átmeneteket *kísérővonalaknak* nevezzük. Az ezekhez tartozó átmenetek hullámhosszát a következőkben adjuk meg:

fővonalak

$a \rightarrow c$: 17,98 cm,

$b \rightarrow d$: 17,99 cm,

kísérővonalak

$b \rightarrow c$: 18,60 cm,

$a \rightarrow d$: 17,43 cm.

A laboratóriumi úton ellenőrzött elméleti számítások alapján az egyes OH-vonalak relatív gyakoriságára a következőt kapták (termodinamikai egyensúly esetére):

$$18,60:17,99:17,98:17,43 = 1:5:9:1.$$

Már a *Cassiopeia A*-nál, ahol a két fővonalat mutatták csak ki, a két vonal arányára

$$17,99:17,98 = 5:6$$

-ot kaptak. Egy évvel később, 1964-ben a *Sagittarius A* rádióforrás folytonos szinképében már mind a négy vonalat megkapták abszorpcióban, és az arány a várttól

eltérően

1,4:2,7:3,3:1

volt.

1964-ben sikerült először az OH-molekulát emisszióban kimutatni a Berkeley és Harvard egyetemek obszervatóriumaiban, szintén az előbb említett 18 cm körül négy rádiószínkép-vonalban a W49 jelű objektum színképében. A vonalak intenzitás-aránya

1:6:11:0,4,

ami ismét csak eltér az elméletileg számított aránytól. Az arányok ilyen eltérése feltétlenül arra utal, hogy az OH-molekulák gerjesztése semmiképpen sem lehet termikus eredetű.

Az intersztelláris OH-molekula felfedezése óta eltelt 25 évben komoly erőfeszítéseket tettek az OH-források természetének kiderítésére, és nagyjából a következő kép alakult ki:

Ma már jóval több, mint 100 galaktikai tartományban mutattak ki OH-molekulát részben abszorpcióban, részben emisszióban. Az abszorpciós források neutrális hidrogénfelhőkkel, az emissziós források általában ionizált H II-zónákkal hozhatók kapcsolatba, tehát a Tejútrendszer karjaiba tartozó objektumok.

Rendkívül érdekes eredményeket kaptak az OH-források méreteire vonatkozóan. Igen nagy bázistávolságú (VLB) interferométerrel meg lehetett határozni az egyes források méreteit.

Az Orion-ködben lévő OH-forrás lineáris méretére 0,4 csillagászati egységet kaptak, és a többi OH-forrás mérete is a csillagászati egység nagyságrendjébe esik.

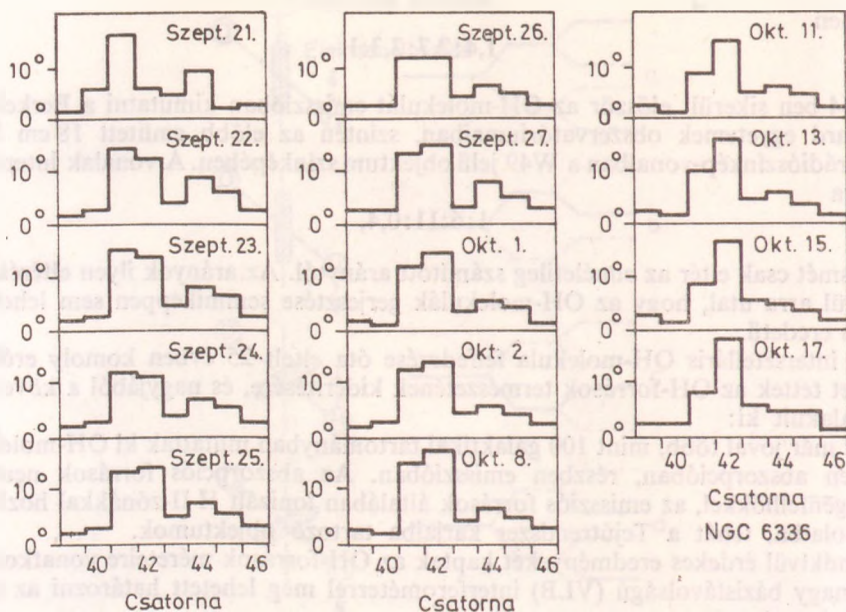
Rendkívül érdekes, hogy néhány forrásnál a vonalak intenzitása és hullámhossza szinte napról napra változik. Az NGC 6334 jelű forrás 17,99 cm-es rádióvonala például 1965-ben a 4.77. ábrán látható módon változott. A vonal hullámhosszának eltolódásából arra lehetett következtetni, hogy a felhő egyes részeinek radiális sebessége is változik. Mindez arra utal, hogy a kisméretű OH-forrásban gyors mozgások vannak. Hasonló változásokat, illetve rádiószínkép-vonal kettőződéseket szinte az összes OH-forrás esetén meg lehetett figyelni.

A legújabb vizsgálatok szerint az egyes OH-forrásokban a részecskeszám eléri a 10^{14} nagyságrendet, ami nagyjából a napfotoszféra sűrűségének felel meg. E részecskék közül azonban csak minden milliomodik OH-molekula.

Az extrém magas termikus hőmérséklet megmagyarázására felteszik, hogy az OH-forrásokban indukált emisszió (mázer-hatás) történik. Ha az egyes szintek túlpopuláltak, akkor elképzelhető, hogy a spontán átmenetek egy alacsonyabb energiaszintű állapotba további molekulákat kényszerítenek ugyanilyen átmenetekre, és ezáltal ugyanolyan hullámhosszúságú rádiósugárzás kibocsátására. Ehhez természetesen szükség van arra, hogy valamilyen folyamat mintegy „pumpálja” állandóan a molekulát a megfelelő magasabb energiaszintű állapotba. Többfajta pumpálási mechanizmus képzelhető el:

1. Az ultraviola-pumpálás esetén egy forró, magas hőmérsékletű csillag gerjeszti az OH-molekula elektronjait, és ezek kaszkád módon hullanak vissza az alapállapot egyik szintjére, túlpopulálva azt. Az ultraviola-pumpálás lehetősége ellen szól, hogy az ultraviola sugárzás könnyen disszociálja (szétszakítja) a molekulákat.

2. A közeli infravörös-pumpálás esetén, a 3 μm -ron körüli infravöröskvantum az OH-molekula vibrációs állapotát változtatja meg, és egyes szintek ezért populálódnak túl. Ebben az esetben elsősorban a kísérő vonalaknak kellene megjelenniük, ami a legtöbb esetben nincs így.



4.77. ábra. Az NGC 6334 jelű forrás 17,99 cm-es rádióvonalának változása 1965-ben

3. Távoli infravörös-pumpálás esetén a rotációs állapot változik meg. Ezt egy kb. 70 K hőmérsékletű porfelhő okozhatja. Ebben az esetben is a kísérő vonalaknak kellene megjelenüek.

Látjuk tehát, hogy többfajta pumpálási mechanizmus is elképzelhető, de lényegében egyik sem ad kielégítő magyarázatot az OH-molekulák sugárzására.

Megállapítható, hogy az OH-források sűrű, kis kiterjedésű objektumok, amelyekben az anyag bonyolult mozgásban van. Feltehető, hogy egy keletkezőben lévő csillagba vagy csillagokba összehúzódó anyagfelhő alkotóelemei. Mindezt alátámasztja az a megfigyelés is, hogy általában fiatal csillagok közelében találhatók.

A vízmolekula két rotációs állapota közötti átmenetkor 1,35 cm hullámhosszúságú rádiósugárzás keletkezik. A két szint, ami közötti átmenetkor az 1,35 cm-es sugárzás keletkezik, jóval az alapállapot (vagy a legalacsonyabb energiaszintű állapot) fölött van, tehát ahhoz, hogy ez az átmenet megtörténjék, a vízmolekulákat elég magas energiával kell állandóan pumpálni. Éppen ezért sokan nem is hitték, hogy a vízmolekula 1,35 cm-es rádiósugárzását ki lehet mutatni. Ennek ellenére 1968 végén a kaliforniai egyetem rádiócsillagászai három forrásban is megtalálták a vízmolekula 1,35 cm-es vonalát.

1973-ig tíz H₂O-molekulát tartalmazó felhőt fedeztek fel, szinte mindegyiket OH-források környékén. A legerősebben sugárzó H₂O-forrás az OH-forrásként is jól ismert W49, amelynek másodpercenkénti energiatermelése (1,35 cm-en) megegyezik a Napéval. Ezt a H₂O-forrást vizsgálták a legnagyobb részletességgel. A haystacki (USA) és a krími (SZU) obszervatóriumok közötti VLB-interferométerrel ennek méretére 4,5 csillagászati egységet kaptak. (A két obszervatórium közötti bázistávolság 7325 kilométer).

Hasonlóan az OH-forrásokhoz, a H₂O-forrásokban is erősen változnak a rádiószínképvonal-profilok. Ezek az erős mozgások szintén arra utalnak, hogy egy éppen

kialakulóban lévő csillaggal vagy csillagrendszerrel állunk szemben. Úgy tűnik, hogy ez a forrás két együtt forgó, együttesen 100 Nap-tömegnyi korongból áll. Ezek a kialakulóban lévő csillagok esetleg magyarázatot adhatnak a H₂O-molekulák pumálásának kérdésére is.

Az NH₃-(ammónia-) molekuláknak 1,25 cm környékén sok átmenete van. Például más és más átmenetet lehet megfigyelni 24, 65, 125 és 204 K-nek megfelelő termikus gerjesztések esetében. Ez azt jelenti, hogy akár interstelláris hőmérőként is használhatók. Az, hogy korábban nem tettek kísérletet az NH₃-molekula felfedezésére, pusztán annak volt tulajdonítható, hogy nem hittek ilyen bonyolult molekula kellő számú létezésében az interstelláris térben. 1968-ban azonban közel a Tejútrendszer centrumának irányához sikerült kimutatni az NH₃-molekulát. Ebben az irányban a gerjesztő hőmérsékletre 25 K-t kaptak. A mérésekből azt is megállapították, hogy az NH₃-ra jellemző sugárzás keletkezésének helyén legalább 10³ részecske kell legyen cm³-ként, az NH₃-molekulák száma pedig 10⁻⁴ és 10⁻¹ között van (szintén cm³-ként). Később az ammóniamolekulát a Tejútrendszer más vidékein is felfedezték.

Szintén 1968-ban sikerült felfedezni a formaldehid- (CH₂O-) molekula sugárzását 6,2 cm-en a Tejútrendszer centrumának irányában, majd más irányokban is.

Mind az NH₃-, mind a H₂CO-molekula négyatomos. Felfedezésük előtt úgy tartották, hogy ilyen bonyolult molekulák gyakorlatilag nem is jöhetnek létre az interstelláris térben. Valóban, ha ezeknek a molekuláknak a keletkezését ütközés útján képzeljük el, akkor ezek valóban nem létezhetnek számottevő mennyiségben.

1969 és 1973 között igen sok *interstelláris molekulát* fedeztek fel, ezután azonban évente átlagosan csak egyet. Ennek az a magyarázata, hogy az említett időszakban majdnem minden, a jelenlegi eszközpark segítségével kimutatható molekulát felfedeztek. A következőkben felsoroljuk az 1984-ig felfedezett csillagközi molekulákat. A bizonytalan észleléseket ? jellel jelezzük.

Szervetlen molekulák	Szerves molekulák		Ionizált molekulák
OH	CH	HC ₃ N	N ₂ H ⁺
	CN	H ₂ C ₂ O	CH ⁺
H ₂ O	CO	CH ₂ NH	HCO ⁺
H ₂	C ₂	NH ₂ CN	N ₂ D ⁺
H ₂ S	CS	CH ₃ OH	DCO ⁺
HD	HCN	CH ₃ CN	
HDO	HNC	NH ₂ COH	
HNO	OCS	CH ₃ C ₂ H	
NH ₃	C ₂ H	CH ₄ CO	
SiO	DCN	CH ₃ NH ₂	
SiS	HCO	HC ₃ N	
SO	H ₂ CO	H ₂ C ₃ HCN	
NS	?C ₃ N	CH ₂ CHCN	
SO ₂	NH ₂ D	CH ₃ C ₃ N	
?NO	HNCO	HCOOCH ₃	
?N ₂ H	CH ₄	(CH ₃) ₂ O	
	?C ₄ H	CH ₃ CH ₂ OH	
	H ₂ CS	HC ₇ N	
	HCOOH	HC ₉ N	
		?CH ₃ CH ₂ CH	

A felsorolt 39 szerves molekula léte a csillagközi térben két komoly kérdést is felvet. Hogyan maradhatnak meg ezek a molekulák, amikor a csillagok ultraibolya sugárzásának hatására disszociálódniuk kellene, és egyáltalán hogyan keletkezhetnek? A kérdésekre a valószínű választ az adja meg, hogy ezeket a molekulákat mind sűrű porfelhőkben figyelték meg. A vastag porfelhő leárnyékolhatja a csillagok rövidhullámú sugárzását, is így nem disszociálódnak. Keletkezésük pedig a grafitkristályok felületén képzelhető el, ahol elegendő mennyiségű szén áll rendelkezésre a szerves molekulák kialakulásához.

Felvetődik a kérdés, vajon még bonyolultabb szerves molekulák (aminosavak, esetleg fehérjemolekulák) vannak-e a csillagközi térben? Ezek létezése természetesen nem kizárt, de a jelenleg rendelkezésre álló rádióteleszkópok teljesítőképessége ezek kimutatását nem teszi lehetővé.

Az intersztelláris szerves molekulák felfedezése az élet keletkezésére vonatkozó elképzeléseinkre is hatással lehet, hiszen az az anyag, amiből hajdan a Föld keletkezett, már eleve tartalmazhatta azokat az építőköveket, amelyek az élet kialakulásának feltételei.

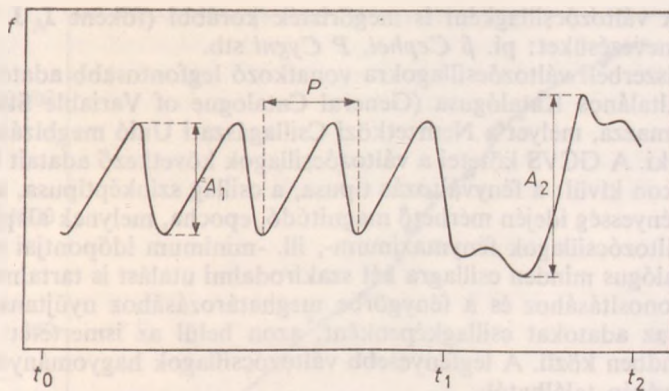
4.12. Változócsillagok, különleges csillagok

4.12.1. Általános tudnivalók, elnevezésük, felosztás, kronológia

A csillagok luminozitása kialakulásuktól végállapotukig tartó, olykor több milliárd év hosszú időszak során számottevő mértékben változik. A csillagfejlődés miatt bekövetkező fényességváltozás hosszú időskálán, lassan történik, és együtt jár a csillag többi jellemzőjének (pl. sugár, effektív hőmérséklet, tömeg, kémiai összetétel) megváltozásával is. A legtágabb értelemben tehát minden csillag változócsillag. Gyakorlati okokból azonban csak azokat a csillagokat tekintjük változócsillagoknak, melyeknek emberi időskálán mérhető időtartam alatt változik meg valamely megfigyelhető tulajdonsága. A változás nemcsak a látszó fényességben következhet be, hanem akkor is változócsillagnak tekintünk egy objektumot, ha például a mágneses térerősségét vagy egyes színképvonalainak profilját változtatja, ami esetleg nem is jár együtt mérhető fényességváltozással. A fényességet is tágabban kell értelmezni, vagyis egy csillagról érkező sugárzás intenzitásának az elektromágneses hullámhossztartomány tetszőleges intervallumában mért megváltozása elegendő kritérium a változócsillagokhoz való besorolásra (vannak például a röntgentartományban változó objektumok állandó optikai fényességgel).

A változás bekövetkezésének időskálája a másodperc törtrésztől (*pulzárak*) néhány évig, évtizedig terjed. Ennél hosszabb időszakra vonatkozóan nem állnak rendelkezésre megfelelő pontosságú megfigyelések, de PTOLEMAIOSZ (i.sz. 2. sz.) és HIPARKHOSZ (i.e. kb. 190—125) katalógusai alapján gyanítható, hogy néhány, szabad szemmel is látható csillag fényessége az utóbbi két évezredben megváltozott. Ebben az esetben *szekuláris fényváltozásról* beszélünk. A szabályos időközönként ismétlődő, periodikus változástól a teljesen szabálytalanig mindenféle változás előfordul a csillagok között.

A változási folyamatnak az idő függvényében történő ábrázolása a fénygörbe, vagy a radiális sebesség görbéje stb., attól függően, hogy melyik fizikai paraméter megváltozását követjük nyomon. A változás mértéke egy időszakon belül az amplitúdó. A 4.78. ábrán egy változócsillag tetszőleges f mérhető jellemzőjének időbeli változását



4.78. ábra. A periódus és az amplitúdó értelmezése a változócsillagoknál

ábrázoltuk. A t_0 -tól t_1 -ig terjedő időszakban a változást a P periódus jellemzi, azt követően a változás szabálytalan. A periodikus változás amplitúdója A_1 , míg a t_0 -tól t_2 -ig terjedő időszakra érvényes amplitúdó A_2 . Gyakorlati okokból az időskálán nem a hétköznapi naptár egységeit szokás feltüntetni, hanem folyamatosan számozzák a napokat. Ez az ún. Julián Dátum, melyet 1582-ben JOSEPH JUSTUS SCALIGER vezetett be. Kezdpontja a -4712 . évben volt, és például 1984. december 31-én délben (világidő szerint) a Julián Dátum értéke JD 2 446 066,0 (lásd az 1.2.15. fejezetet).

A változócsillagoknak az asztrofizikában kiemelkedő jelentősége van, mivel ezek az objektumok a csillagfejlődésnek olyan szakaszában vannak, amikor a csillag „kizökent” nyugalmi állapotából, s ez a gerjesztett állapot lehetővé teszi a csillagra jellemző olyan paraméterek meghatározását is, amire állandó fényű csillagok esetében nincs lehetőség, vagy csak sokkal bonyolultabb módon lehet azokat meghatározni. Például az egyidejűleg több periódussal pulzáló csillagok esetében a periódusok aránya (s ez könnyen mérhető) megszorításokat ró az ilyen típusú csillagokat leíró modellekre, s ebből a csillag tömegére és belsejének sűrűségeloszlására lehet következtetni.

Mivel a változás típusa jellemző a változócsillag életkorára, a változócsillagokat a csillagfejlődési modellek empirikus ellenőrzésére is fel lehet használni, illetve e csillagok alkalmasak az őket tartalmazó objektumok (pl. csillaghalmazok) korának meghatározására.

Bizonyos típusú változócsillagok távolságindikátorként is kiválóan használhatók. A cefeidák, RR Lyrae csillagok, novák és szupernovák e célra való felhasználásának ismertetése a 4.12.2., ill. 4.12.4. fejezetben található.

A változócsillagok elnevezése a múlt század közepén kialakult rendszer alapján történik. Egy csillagképen belül a változócsillagokat a felfedezés sorrendjében a latin ábécé nagybetűivel jelölik R-től kezdődően. A Z betű elérése után a betűk megkettőzéséhez folyamodtak RR, RS, RT, ..., RZ, SS, ST, ..., ZZ sorrendben, majd az AA, AB, ..., AZ, BB, BC, ..., QZ betűpár következik (az I szerepel a betűkombinációkban, a J azonban nem). Minthogy az így lehetséges 334 jelölés sok csillagképnél nem volt elegendő, s a rendszer további bonyolítása nem kívánatos, a később felfedezett változócsillagok nevükben a változás tényére utaló V betű után 335-től kezdődő sorszámot viselnek, melyet — a betűkombinációknál bevált módon — a csillagkép latin nevének birtokos esete követi: pl. *T Coronae Borealis*, *FG Sagittae*, *V1057 Cygni* (vagy a szokásos rövidítéssel, rendre *T CrB*, *FG Sge*, *V1057 Cyg*). A legfénye-

sebb csillagok változócsillagként is megőrizték korábbi (főként J. J. BAYER által bevezetett) elnevezésüket: pl. β *Cephei*, *P Cygni* stb.

A tejútrendszerbeli változócsillagokra vonatkozó legfontosabb adatokat a Változócsillagok Általános Katalógusa (General Catalogue of Variable Stars, rövidítve GCVS) tartalmazza, melyet a Nemzetközi Csillagászati Unió megbízásából Moszkvában adnak ki. A GCVS kötetei a változócsillagok következő adatait tartalmazzák a koordinátákon kívül: a fényváltozás típusa, a csillag színképtípusa, a legnagyobb és legkisebb fényesség idején mérhető magnitúdó, epocha, melynek alapján a pulzáló és a fedési változócsillagok fénymaximum-, ill. -minimum időpontjai előre megadhatók. A katalógus minden csillagra két szakirodalmi utalást is tartalmaz, melyek a csillag égi azonosításához és a fénygörbe meghatározásához nyújtanak segítséget. A katalógus az adatokat csillagképenként, azon belül az ismertetett elnevezésük szerinti sorrendben közli. A legfényesebb változócsillagok hagyományos nevükön a felsorolás legvégén találhatók.

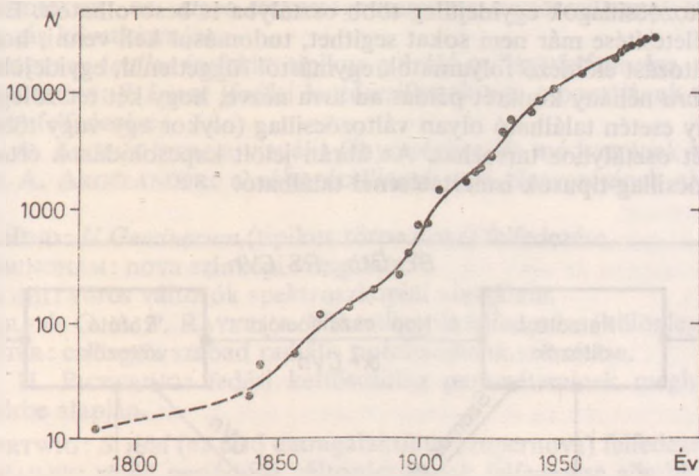
A GCVS negyedik kiadása, melynek első kötete 1985-ben jelent meg, összesen 28 450 csillag adatait tartalmazza. Egy változócsillag csak akkor kerülhet be a katalógusba, ha típusa ismert, és azonosításához nem fér kétség. A típus ismeretének hiányában az objektum a gyanított változócsillagok katalógusába kerül (Catalogue of Suspected Variables, CSV), melynek 1982-ben megjelent, legutóbbi kiadása közel 15 ezer ilyen csillag adatait tartalmazza.

A GCVS csak a Tejútrendszerben található változócsillagokkal foglalkozik. Az extragalaktikus változócsillagok nincsenek egységesen katalogizálva. Természetesen kivétel akad a fentiek alól is, pl. az *S Doradus*, bár a *Nagy Magellán Felhő*ben található, mégis besorolták a csillagképi változók közé. Ugyanakkor a látóirányban a *Magellán Felhők* felé található galaktikus változócsillagok némelyikét a *Magellán Felhő*beli változók közé sorolták. E két közeli extragalaxisban egyébként több, mint 3000 változócsillagot ismerünk.

Ma már a *novákat* is besorolják a változócsillagok katalógusába, bár hagyományos nevükön is ismertek (pl. *Nova Cygni 1975=V1500 Cygni*). A gömbhalmazokban található változócsillagokat viszont külön katalogizálják, amire a nehéz azonosíthatóság miatt van szükség. A gömbhalmazokban található mintegy 2000 változócsillag katalógusát a kanadai David Dunlap Observatoryban állítják össze.

A több tízezernyi változócsillag felfedezése legfőképpen szisztematikus keresés eredménye. A 4.79. ábra az ismert galaktikus változócsillagok számának növekedését mutatja az elmúlt kétszáz évre vonatkozóan. A múlt században a vizuális megfigyelési módszer uralkodott, ami elsősorban a nagy amplitúdójú változócsillagok felfedezését tette lehetővé. A XIX. század vége felé a vizuális felfedezések növekedési üteme csökkent, s a fotografikus technika csillagászati alkalmazásának elterjedésével rendkívül hatékony megfigyelő módszer került a változócsillagászat birtokába. A századforduló idején kezdődtek az egész égboltra vagy egyes területeire kiterjedő szisztematikus fényképező programok. C. HOFFMEISTER a sonnebergi csillagvizsgáló asztrográfjaival mintegy 11 ezer változócsillagot talált, a Harvard College Observatory pedig a *Magellán Felhők*ben és a gömbhalmazokban talált több ezer változócsillag felfedezésével (és további vizsgálatával) vált közismertté. Bár az égbolt rendszeres fényképezése több helyen ma is folyik, a változócsillagászati megfigyelések és az új változók felfedezése ma már elsősorban fotoelektromos technikával történik.

Míg a vizuális fényességbecslés hibája néhány tized magnitúdó is lehet, a fotografikus felvételek alapján a csillagfényesség néhány század magnitúdó pontossággal határozható meg, a fotoelektromos módszerrel történő mérések hibája viszont ma már néhány tized és ezred magnitúdó között van. Napjainkban tehát lehetőség van



4.79. ábra. Az ismert változócsillagok számának (N) növekedése

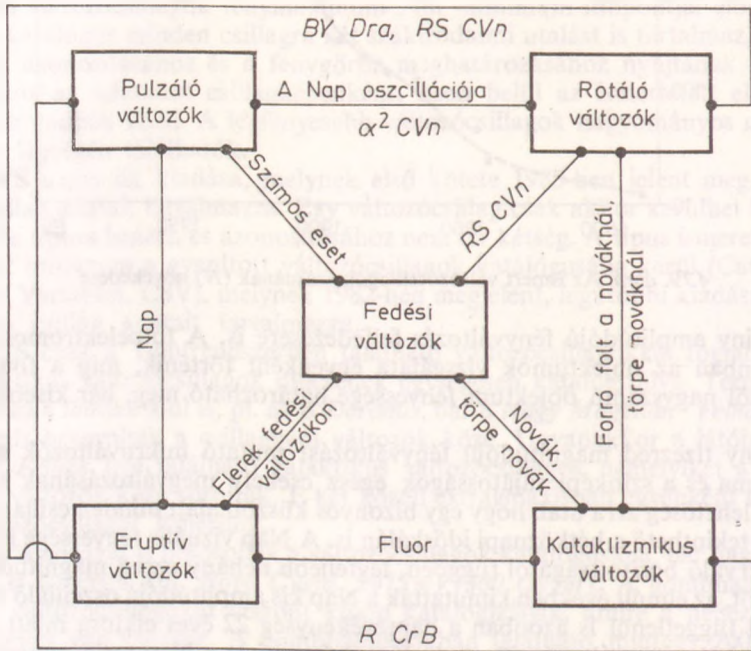
egész kicsiny amplitúdójú fényváltozás felfedezésére is. A fotoelektromos mérések során azonban az objektumok vizsgálata egyenként történik, míg a fotografikus felvételekről nagyszámú objektum fényessége határozható meg, bár kisebb pontossággal.

A néhány tízezered magnitúdójú fényváltozást mutató mikrováltozók mind nagyobb száma és a színképi sajátosságok egész csekély megváltozásának kimutatására nyíló lehetőség arra utal, hogy egy bizonyos küszöb alatt minden csillag változócsillagnak tekinthető a hétköznapi időskálán is. A Nap vizuális fényessége is változó, a foltokkal való borítottságától függően, legfeljebb néhány ezred magnitúdó amplitúdóval. Sőt, az elmúlt években kimutatták a Nap kis amplitúdójú oszcilláló mozgását is. Ezekről függetlenül is azonban a naptevékenység 22 éves ciklusa miatt a Napot jogosan tekinthetjük változócsillagnak. Közelsége miatt a Nap természetesen kitüntetett helyzetben van, távolabbi csillagokon ilyen „parányi” effektusok kimutatására még nemigen van lehetőség.

A változócsillagok rendszerezésekor több nehézséggel kell szembenézni. Ezek közé tartozik például az, hogy sok változócsillag egyidejűleg több osztályba is sorolható. További probléma, hogy a megfigyelési adatok számának és pontosságának növekedésével a korábban kialakított osztályozás egyre jobban finomítható, ennek következtében a csoportosítás egyre nehezebben tekinthető át. A változócsillagászatban nem is alakult ki olyan szigorú rendszertan, mint például a botanikában. Még a GCVS által használt és ajánlott rendszert sem használják mindenütt, annak nehézsége miatt. A GCVS új, negyedik kiadása módosítja a korábban érvényben lévő felosztást. A következőkben ennek egy egyszerűsített változatát ismertetjük.

A változócsillagok két nagy osztályra bonthatók: a fizikai és a geometriai változókra. A *geometriai változócsillagok*nál a csillagok kölcsönös elhelyezkedése révén jön létre a megfigyelhető változás, míg a *fizikai változócsillagok* esetében a változás oka a csillag fizikai természetében keresendő. Geometriai változók a *fedési kettőscsillagok* (részletesebben lásd a 4.12.7. fejezetet). A fizikai változócsillagok pedig a következő csoportokra bonthatók: *pulzáló változók* (4.12. 2. fejezet), *eruptív változók* (4.12.3. fejezet), *kataklimikus változók* (4.12.4. fejezet), *foltos csillagok* (4.12.5. fejezet). Már korábban utalás történt arra, hogy a felosztás nem egyértelmű, mert

bizonyos változócsillagok egyidejűleg több osztályba is besorolhatók. Ezen a rendszerezés tökéletesítése már nem sokat segíthet, tudomásul kell venni, hogy a csillagokban a változást előidéző folyamatok egymástól függetlenül, egyidejűleg zajlanak le. A 4.80. ábra néhány konkrét példát ad arra nézve, hogy két tetszőleges változócsillag-osztály esetén található olyan változócsillag (olykor egy vagy több típus is), mely mindkét osztályhoz tartozhat. Az ábrán jelölt kapcsolódások értelmezése az egyes változócsillag-típusok ismertetésénél található.



4.80. ábra. Kapcsolat a különböző változócsillag-osztályok között

Ugyancsak a későbbiekben szereplő ismeretanyagra épül, de általánossága folytán itt célszerű áttekinteni a változócsillagászat kialakulásának és fejlődésének időrendjét. Az alábbi kronológia nem törekszik a teljességre, csupán azt próbálja érzékeltetni, hogy milyen ütemben és sorrendben következtek be a változócsillagokkal kapcsolatos fontosabb felfedezések, felismerések. Az értelmezést elősegítő magyarázat zárójelben található. A megfelelő történelmi távlat hiányában az eseményeket csak 1970-ig követjük nyomon.

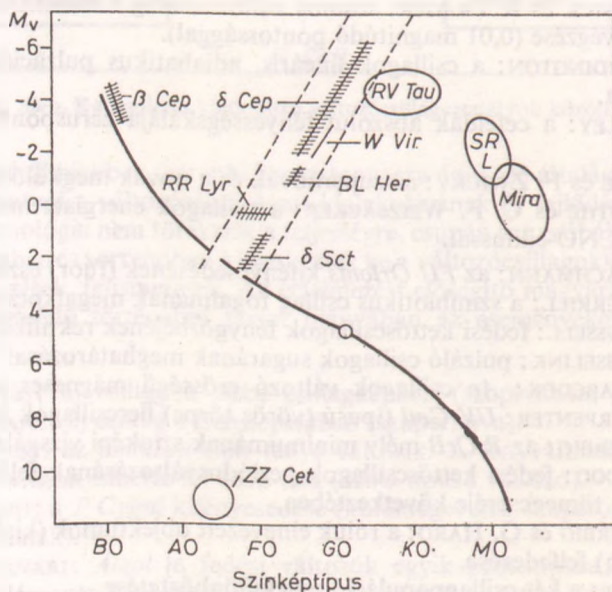
- 1054. Kínai forrás: új csillag a *Bika* csillagképben (szupernova, ma *Rák-köd*).
- 1572. TYCHO BRAHE: új csillag a *Cassiopeiában* (szupernova).
- 1596. D. FABRICIUS: az *omikron Ceti* fénye változik. A fényváltozás ciklikusságát J. F. HOLWARDA ismerte fel 1638-ban (*Mira*-típusú változó).
- 1600. W. J. BLAEU: a *P Cygni* kifényesedése (különleges kék szuperrófiás, jellegzetes színképvonalak).
- 1667. O. MONTANARI: *Algol* [a fedési változók egyik prototípusa; arab nevének jelentése (démoncsillag) miatt úgy vélik, hogy már az arabok is tudtak e csillag fényváltozásáról].

1783. J. GOODRICKE: az *Algol* fényességminimuma kettőscsillagnál létrejövő folyamatkozás következménye.
1784. E. PIGOTT: η *Aquilae* (cefeida, tipikus pulzáló csillag) felfedezése.
1784. J. GOODRICKE: β *Lyrae* (fedési kettőscsillagok egy csoportjának tipikus képviselője) felfedezése.
1840. F. W. A. ARGELANDER: a vizuális fényességbecslés módszerének kidolgozása.
1844. F. W. A. ARGELANDER: a változócsillagok mai elnevezésének alapjai (R-től Z-ig).
1855. J. R. HIND: *U Geminorum* (tipikus törpe nova) felfedezése.
1866. J. BIRMINGHAM: nova szinképi vizsgálata.
1866. A. SECCHI: vörös változók spektroszkópiai vizsgálata.
1867. R. WOLF és G. A. P. RAYET: a *WR* csillagok felfedezése (különleges szinkép).
1873. J. RITTER: csillagok szabad radiális pulzációjának számítása.
1880. E. C. H. PICKERING: fedési kettőscsillag paramétereinek meghatározása a fénygörbe alapján.
1885. E. HARTWIG: *S And* (az első extragalaktikus szupernova) felfedezése.
1895. S. I. BAILEY: rövid periódusú változócsillagok felfedezése gömbhalmazokban (*RR Lyrae* típusú változók).
1902. E. B. FROST: a β *Cephei* radiális sebessége rövid periódussal változik (a fényváltozást csak 1913-ban fedezték fel).
1902. A *T Pyx* ismétlődő nova (megfigyelt kitörései: 1890, 1902, 1920, 1945, 1965).
1903. G. MÜLLER és P. KEMPF: *W Ursae Maioris* (kontakt fedési kettőscsillag) felfedezése.
1905. H. S. LEAVITT: periódus—abszolút fényesség összefüggés felfedezése a *Magellán Felhők* cefeidáira.
1907. SZ. N. BLAZSKO: *RR Lyrae* csillagok periodikus fénygörbeváltozásának felfedezése (*Blazsko*-effektus).
1913. E. HERTZSPRUNG és H. N. RUSSELL: a HRD megalkotása.
1915. P. GUTHNICK és R. PRAGER: számos változócsillag fotoelektromos fotometriájának elvégzése (0,01 magnitúdó pontossággal).
1917. A. S. EDDINGTON: a csillagok lineáris, adiabatikus pulzációelméletének kidolgozása.
1918. H. SHAPLEY: a cefeidák abszolút fényességskálája zéruspontjának meghatározása.
1934. W. BAADE és F. ZWICKY: a szupernovák és a novák megkülönböztetése.
1938. H. A. BETHE és C. F. WEIZSÄCKER: a csillagok energiatermelésének magyarázata a CNO-ciklussal.
1939. A. A. WACHMANN: az *FU Orionis* kifényesedésének (fuor) észlelése.
1940. P. W. MERRILL: a szimbiotikus csillag fogalmának megalkotása.
1940. H. N. RUSSELL: fedési kettőscsillagok fénygörbéjének rektifikálása.
1946. A. J. WESSELINK: pulzáló csillagok sugarának meghatározása.
1947. H. D. BABCOCK: *Ap* csillagok változó erősségű mágneses terének mérése.
1947. M. S. CARPENTER: *UV Ceti* típusú (vörös törpe) flercsillagok felfedezése.
1949. G. H. HERBIG: az *R CrB* mély minimumának szinképi vizsgálata.
1950. F. B. WOOD: fedési kettőscsillagok periódusváltozásának felfedezése a komponensek tömegcseréje következtében.
1951. G. H. HERBIG és G. HARO: a róluk elnevezett objektumok (kialakuló csillagok közelében) felfedezése.
1952. W. BAADE: a két csillagpopuláció megkülönböztetése.
1952. G. KRON: csillagfolt-hipotézis az *YY Gem* fénygörbéjének értelmezéséhez.

1953. SZ. A. ZSEVAKIN: a pulzációs instabilitás létrejöttének magyarázata.
 1954. J. S. MILLER: a *P Cygni* típusú színképvonalprofil értelmezése.
 1954. M. F. WALKER: felfedezte, hogy a *DQ Her* (*Nova Her* 1934) szoros kettős.
 1957. G. HARO: flercsillagok felfedezése az *Orion* asszociációban.
 1958. G. W. PRESTON: spektrálinde克斯 bevezetése az *RR Lyrae* csillagok fémgyokoriságának jellemzésére.
 1961. B. LOVELL: észrevette, hogy a flercsillagok az optikai fler idején rádiókitörést is mutatnak.
 1963. R. P. KRAFT: a kettősséget figyelembe vevő novakitörési modell megalkotása.
 1964. A. LANDOLT: az első változócsillag felfedezése a fehér törpék között (*V411 Tauri*).
 1966. R. F. CHRISTY: nemlineáris pulzációs modellek kidolgozása.
 1966. A *V1357 Cyg* röntgenforrás (*Cygnus X-1*) felfedezése.
 1968. A. HEWISH és J. BELL: a pulzárok felfedezése.
 1969. G. NEUGEBAUER és R. B. LEIGHTON: az égbolt feltérképezése infravörösben.

4.12.2. Pulzáló változócsillagok

A pulzáló változócsillagoknál létrejövő változások periodikusak a csillag légkörének ritmikus tágulása és összehúzódása következtében. A pulzáció csak meghatározott állapotú csillagoknál (pl. bizonyos effektív hőmérsékletnél és kémiai összetételnél) marad fenn hosszú ideig, ezért a pulzáló változók a *Hertzsprung—Russell*-diagramon (HRD) jól körvonalazható helyeken fordulnak elő. A legtöbb pulzáló változócsillag az ún. *instabilitási sávban* található (lásd a 4.81. ábrát). Növekvő luminozitás szerint legfontosabb típusai a következők: *ZZ Ceti*, δ *Scuti*, *RR Lyrae*, *BL Herculis*, *W Virginis* típusú változók és a klasszikus cefeidák. Az instabilitási sáv magas hőmér-



4.81. ábra. Pulzáló változócsillagok a Hertzsprung—Russell-diagramon

sékletű széle igen éles, a forróbb csillagoknál a pulzáció nem tud stabilan fennmaradni. Az instabilitási sáv vörös oldala azonban kevésbé határozott. A csillagban fellépő konvekció miatt a pulzáció ugyan veszít a szabályosságából, de a nagy luminozitású csillagok között az instabilitási sávtól jobbra is találunk pulzáló változókat (*RV Tauri* típusúak, félig szabályos változók, *Mirák*).

A legforróbb csillagok között is megfigyelhető pulzációs jellegű változás. A β *Cephei* típusú változóknál létrejövő pulzációt más folyamat gerjeszti, mint az instabilitási sávban találhatóakat.

A pulzáció lehet radiális és nemradiális. A radiálisan pulzáló csillag mindig gömb alakú marad. A nemradiális pulzáció esetében ez nem teljesül, mert a csillag felszínének szomszédos tartományai nem azonos fázisban mozognak.

A pulzáló változócsillagok néhány fontosabb jellemzőjét foglalja össze a 4.13. táblázat. Egy tipikus pulzáló változó egy ciklus alatti változását a 4.82. ábra szemlélteti. Ezen az ábrán a fénygörbe alatt a csillag effektív hőmérsékletének, sugarának és a radiális sebességnek a pulzáció során bekövetkező változását követhetjük nyomon.

4.13. táblázat. Pulzáló változócsillagok néhány fontosabb jellemzője

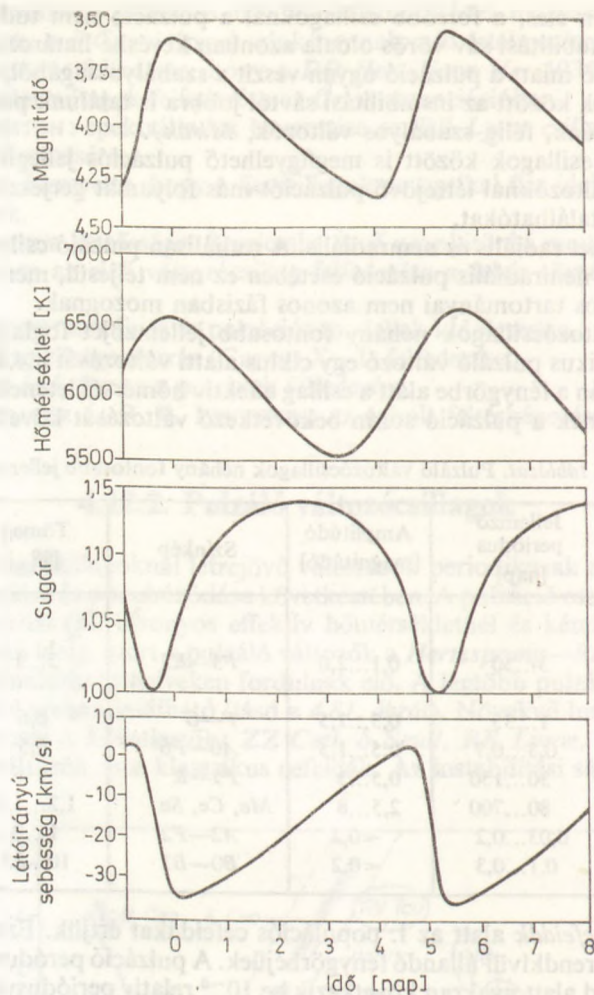
Típus	Jellemző periódus [nap]	Amplitúdó [magnitúdó]	Színkép	Tömeg [M_{\odot}]	Abszolút fényesség [magnitúdó]
Klasszikus cefeidák	3...50	0,1...2,0	F5—K5	5...15	-3...-6
BL Her,					
W Vir	1...35	0,3...1,5	F—G	0,6	0...-3
RR Lyrae	0,3...0,7	0,5...1,5	A0—F6	0,5	+0,5
RV Tauri	30...150	0,5...3	F5—K	1	-3
Mira	80...700	2,5...8	Me, Ce, Se	1,2...1,6	-1,2...-4
δ Scuti	0,03...0,2	<0,2	A2—F2	1...2	+2
β Cephei	0,1...0,3	<0,2	B0—B3	10...15	-4

A *klasszikus cefeidák* alatt az I. populációs cefeidákat értjük. Ezek a szuperóriás változócsillagok rendkívül állandó fénygörbéjűek. A pulzáció periódusa szintén stabil, de néhány évtized alatt gyakran következik be 10^{-5} relatív periódusváltozás. A periódus megváltozása a csillag szerkezetének módosulására vezethető vissza, ami a csillagfejlődés következtében is létrejöhet. A cefeida állapot a B színképtípusú csillagok vörös óriássá való fejlődése során valósul meg először, majd a vörös óriás állapotból kimozduló csillag több ízben hurkot ír le a HRD-n, melynek során a csillag többször is bekerülhet az instabilitási sávba.

A cefeidák színképe a hőmérséklet-változásnak megfelelően a fénymaximumban korábbi, mint a fényességminimum idején. A legnagyobb fényesség elérése előtt a színképben az ionizált kalcium emissziós vonalai is megjelenhetnek.

Nagy luminozitásuk és fényességváltozási amplitúdójuk révén a cefeidák extragalaxisokban is könnyen felismerhetők. A cefeidákra érvényes periódus—abszolút fényesség összefüggés révén pedig e változócsillagok rendkívül fontosak az univerzum távolságmérésének létrehozásában. A pulzációs periódus és a csillag abszolút fényessége között fennálló kapcsolat azon alapul, hogy a szabad rezgést végző test rezgéseje és átlagos sűrűsége között szigorú összefüggés áll fenn:

$$P\sqrt{\rho/\rho_{\odot}} = Q,$$



4.82. ábra. Egy tipikus pulzáló változócsillag fényességének, hőmérsékletének, sugarának és radiális sebességének változása egy pulzációs ciklus során

ahol a rezgésidőnek megfelelő pulzációs periódus P , q pedig az átlagsűrűség, a \odot index a Napra vonatkozó értéket jelöli. A Q az ún. *pulzációs állandó* (lásd 4.7. fejezetet), mely a csillag szerkezetétől függ, így egy csillag típusra állandó (enyhe tömegfüggéstől eltekintve). Ezen összefüggésből levezethető a következő alakú periódus—abszolút fényesség reláció:

$$M_V = -3,425 \log P + 2,52(\langle B \rangle_0 - \langle V \rangle_0) - 2,459,$$

ahol M_V az UBV -fotometriai rendszer V tartományában érvényes abszolút fényesség, $\langle B \rangle_0$, ill. $\langle V \rangle_0$ pedig a kék, ill. sárga tartományban a csillagközi vörösödéssel korrigált átlagos fényesség. Az egyszerűen mérhető periódus és a látszó fényesség alapján tehát meghatározható a cefeida $m_V - M_V$ távolságmodulusa, azaz a távolsága is.

Mivel a cefeidák a fősorozat utáni fejlődés korai szakaszában vannak, különösen a nagy tömegű (hosszú periódusú) csillagok igen fiatalon jutnak a cefeida állapotba. A leghosszabb periódusú cefeidák még alig kerültek el keletkezési helyüktől, ezért jó spirálkarindikátorok. A klasszikus cefeidákra általában is jellemző, hogy alacsony galaktikai szélességeken, a fősíkhöz koncentrálódva találhatók.

A három nap körüli periódusú cefeidák között gyakori a többszörös periodicitás fellépése. Ezeknél a csillagoknál az alaprezgésen kívül az első felharmonikus is gerjesztődött, a két periódus aránya 0,7.

A második populációs cefeidák két csoportja a *BL Herculis* és a *W Virginis* típusú változócsillagok. Ezeket a csillagokat korábban egységes csoportként kezelték, az újabb eredmények szerint azonban a *BL Her* és a *W Vir* típus egymástól eltérő fejlődési állapotú csillagokat tartalmaz. Mindazonáltal a klasszikus cefeidákkal való összehasonlításakor a két csoport sok szempontból egységes.

Idősebb objektumok lévén, a második populációs cefeidák magasabb galaktikus szélességeken fordulnak elő, mint a klasszikus cefeidák, sőt gömbhalmazokban is megfigyeltek ilyen változókat. A *BL Her* típusú változók a magbeli hélium kiégése után, az aszimptotikus óriáságra való fejlődés állapotában vannak. A *W Vir* csillagok ennél idősebbek: az aszimptotikus óriáságon való tartózkodáskor jelentkező ún. *termális pulzus* (a magot körülvevő, héliumot égető héjban fellépő termonukleáris megszabadás) következtében a csillag a magasabb hőmérséklet felé hurkot ír le a HRD-n, s ekkor jut be az instabilitási sávba.

Ezek a fejlődési szakaszok rövid ideig tartanak a csillag életében, ezért a II. populációs cefeidák esetében sem a pulzációs periódus, sem a fénygörbe nem annyira stabil, mint a klasszikus cefeidáknál. A *BL Her* típusra a rövidebb periódus (1...8 nap) jellemző, míg a *W Vir* típusú csillagok 8 napnál hosszabb periódussal pulzálnak.

A II. populációs cefeidákra a klasszikus cefeidákétól eltérő periódus—abszolút fényesség összefüggés érvényes:

$$M_V = -0,08 - 1,59 \log P.$$

Ennek megfelelően e csillagok 1...2 magnitúdóval halványabbak az azonos periódusú I. populációs cefeidáknál. A fejlődési állapotbeli eltérést a kémiai összetételük is jól mutatja: a II. populációs cefeidák tömegének 30%-a hélium.

A pulzáció során fellépő nagy skálájú anyagmozgás miatt e csillagok színeképében is felléphet emisszió, de csak a hidrogén vonalainál (mivel fémszegény csillagokról van szó).

Az *RR Lyrae* típusú változócsillagokat a szakirodalom korábban rövid periódusú cefeidáknak nevezte. Ez az elnevezés azonban megtévesztő, mivel ezt a típust csak a pulzáció ténye köti össze a cefeidákkal, hiszen fejlődési állapotuk és fizikai tulajdonságaik egyaránt eltérnek a cefeidákétól. Szokás ugyanakkor *halmazváltozóknak* is nevezni az *RR Lyrae* típusú csillagokat, mivel gömbhalmazokban igen nagy számban fordulnak elő. A gömbhalmazokon kívül megtalálhatók a galaktikus mezőben is, de nem koncentrálnak a fősíkhöz.

Fénygörbékük szerint két fő csoportra oszthatók: az *RRab* típusra a nagyobb amplitúdó (1...1,5 magnitúdó), az erős aszimmetria (meredek felszálló ág) és a hosszabb pulzációs periódus (0,4...0,7 nap) jellemző, míg az *RRc* típus a rövidebb (kb. 0,3 nap) periódus esetén fordul elő, s a kisebb amplitúdójú fénygörbe kevésbé aszimmetrikus.

Vizuális abszolút fényességük kb. $0^m,5$ a periódustól függetlenül, ezért távolságmeghatározásra is alkalmasak.

A gömbhalmazokban található nagy számú *RR Lyrae* csillag a gömbhalmaz szín—fényesség diagramján egy jól meghatározott helyen fordul elő. Ez az ún. *RR Lyrae* rés a horizontális ágon található, ahol a pulzációs instabilitási sáv metszi a horizontális ágat. Ha a gömbhalmaz nem tartalmaz *RR Lyrae* csillagokat, ez a tartomány üres, azaz állandó fényű csillag nem fordul benne elő. A gömbhalmazbeli *RR Lyrae* csillagok megfigyelt periódusváltozásai alapján a fejlődési effektusok még nem követhetők nyomon.

Mivel e csillagok II. populációsak, légkörük fémekben szegény. Ennek tudható be, hogy színképükben a fémvonalak a normálhoz képest kisebb intenzitásúak, azaz a hidrogén és a kalcium vonalai alapján meghatározott színképtípus eltérő. Az ennek alapján definiált Preston-féle színképtípusindex:

$$\Delta S = 10 [\text{Sp(H)} - \text{Sp(Ca II)}]$$

a fémhiány jellemzésére szolgál, és ez a mutató jól korrelál az *RR Lyrae* csillagok több paraméterével.

Az *RR Lyrae* csillagok mintegy 30%-ának fénygörbéje hosszú periódusú modulációt mutat (*Blazsko*-effektus). A fénygörbeváltozás periódusa kb. két nagyságrenddel hosszabb a pulzációs periódusnál. Magánál az *RR Lyrae*-nél mágneses teret is mértek, mely változó erősségű. Ezek alapján a *Blazsko*-periódus a csillag tengelyforgási periódusa lehet (a mágneses tengely és a forgástengely nem esik egybe), és az *RR Lyrae* esetében kimutatott négyéves ciklus a naptevékenységi ciklus megfelelője.

A δ *Scuti* típusú változócsillagok többsége igen csekély amplitúdójú fényváltozást mutat. Az 1-2 órás pulzációs periódus során a fényesség ingadozása csak ritkán haladja meg a 0,1 magnitúdót. A nagyobb amplitúdójúakat régebben külön típusként kezelték (törpe cefeidák). Fénygörbékük általában szinuszos jellegű, de alakja és amplitúdója változik. Ez a gyakran fellépő többszörös periodicitás következménye. Fősorozati vagyafelett elhelyezkedő csillagok. Többségük I. populációs (előfordulnak fiatal nyílthalmazokban is), de néhány kisebb fém tartalmú képviselőjük idősebb fejlődési állapotú.

Az *RV Tauri* csillagok esetében a pulzáció már nem teljesen szabályos. E szuperóriás csillagoknál az egymást követő fényességminimumok nem egyforma mélyek: két, egymástól eltérő mélységű minimum felváltva fordul elő. Ezzel a változással átmenetet képeznek a szabályos pulzáló változók és a *Mirák* között. Az *RV Tauri* típusú változók egy csoportja azzal tűnik ki, hogy átlagos fényessége 600...1500 napos periódussal ingadozik. A *Mira* csillagokhoz hasonlóan infravörös többletsugárzás figyelhető meg az *RV Tauri* csillagoknál is, ami a csillag körüli anyagfelhőtől ered.

A *Mira*-típusú csillagok változó fényű vörös óriások. A látható fényben mért fényességváltozási amplitúdójuk a 2,5 magnitúdót meghaladja, néha a 7 magnitúdót is elérheti. Bolometrikus amplitúdójuk azonban jóval kisebb, a látható fényben mért nagy ingadozást az ebbe a tartományba eső számos fémvonal periodikus megerősödése és elhalványodása okozza a pulzáció során.

Periódusuk a pulzáló változók között a leghosszabb. A pulzáció során a csillag légköréből kiáramló anyag tekintélyes mennyiségű gázból és porból álló burkot hoz létre a csillag körül, ami végül is elnyelheti a benne lévő csillag fényét, s annak ottlétéről csak az infravörös sugárzás periodikus változásából lehet következtetni. Ezeknek az infravörös *Mirák*-nak a periódusa jóval meghaladja az ezer napot. A *Mirák* fénygörbéje ciklusról ciklusra változik, és periódusuk is erősen változó lehet.

A *Mirák* emissziós színképe is utal a csillagról történő anyagkidobásra. A *Mirák* tömege 1-2 Nap-tömeg, de sugaruk több százszorosa a Napénak. A rövidebb perió-

dujú *Mirák* a II. populációhoz tartoznak, míg a hosszabb periódusúak fiatalabbak. A jelenlegi elképzelések szerint a *Mira* állapot előzi meg a planetáris köd kialakulását.

Egy bizonyos effektív hőmérsékletnél hidegebb csillagok mind fotometriai változók. Amplitúdójuk elérheti az egy-két tized magnitúdót, a változás lefolyása szabálytalan. A teljesen irreguláris és a szabályos fényváltozás közötti átmenetet képviselik a *félíg szabályos változócsillagok*. Ezeknek, az instabilitási sávtól jobbra található óriás és szuperóriás csillagoknak az amplitúdója a két magnitúdót is elérheti, fénygörbéjükben csak néha tapasztalható periodicitás.

Az instabilitási sáv legalsó részén, jóval a fősorozat alatt is találhatóak pulzáló változócsillagok: a *ZZ Ceti típusú pulzáló fehér törpék*. E hidrogénben gazdag (*DA* típusú) fehér törpék 200...1200 másodperc közötti periódussal néhány század magnitúdónyit változnak. Egyidejűleg több periódussal oszcillálnak. A nemradiális rezgések némelyik csillagnál igen stabilan fennállnak. Azok a fehér törpék, melyeknél az oszcilláció periódusa erősen változik, kettős csillagrendszer tagjai.

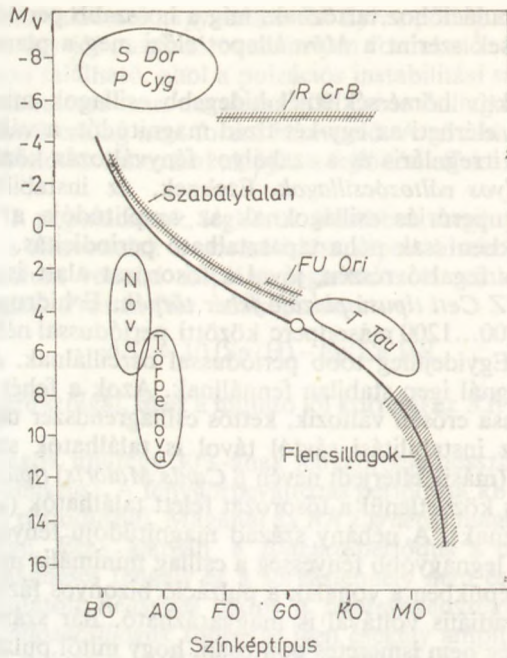
Érdekes módon az instabilitási sávtól távol is találhatóak szabályosan pulzáló változók. A *β Cephei* (másik elterjedt nevén *β Canis Majoris*) típusú csillagok ugyanis *B* színképtípusúak, és közvetlenül a fősorozat felett találhatóak (a II—IV. luminozitási osztályhoz tartoznak). A néhány század magnitúdójú fényességváltozás majdnem szinuszosidális, a legnagyobb fényesség a csillag minimális méretének elérésekor következik be. Színképükben a vonalak a pulzáció bizonyos fázisainál felhasadnak, ami a pulzáció nemradiális voltával is magyarázható. Bár számos hipotézist állítottak fel, egyelőre még nem ismeretes pontosan, hogy mitől pulzálnak ezek a csillagok oly távol az instabilitási sávtól. Fejlődési állapotuk szerint a fősorozatról éppen elfejlődött csillagok.

Nyitott kérdés még az is, hogy van-e folyamatos átmenet az instabilitási sávban levő kis amplitúdójú *δ Scuti* pulzáció és a *β Cephei* pulzáció között. Egyelőre nem sikerült hitelt érdemlően igazolni a két tartomány között elhelyezkedő rövid periódusú fizikai változócsillagok létezését. A szuperóriás csillagok között viszont nagy számban vannak hosszú periódusú, kis amplitúdójú, nemradiális rezgést végző csillagok az instabilitási sávtól balra is. A legnagyobb luminozitású szuperóriások (az ún. *hiperóriások*) valószínűleg mind változócsillagok.

4.12.3. Eruptív változócsillagok

Az eruptív változócsillagoknál megfigyelhető jelenségeket az *e* csillagok kromoszférajában és koronájában lezajló heves folyamatok és kitörések okozzák. A fényességváltozás általában együtt jár a csillag felszínéről történő anyagkiáramlással (csillagszél). Az eruptív jellegű változások szabálytalanok, és általában a fiatal csillagokra jellemzőek. A szabálytalan fiatal változócsillagok tekintélyes hányada diffúz ködök környezetében található. A szabálytalan változások miatt a rájuk jellemző tulajdonságok összegzése szinte keresztlvihetelen. Elegendő megemlíteni, hogy tetszőleges színképtípusú csillagok között előfordulhatnak, és az irreguláris fényváltozás akár gyors, akár lassú lehet.

Mindenesetre az eruptív változók között is találunk jól definiálható típusokat. A diffúz ködhez kapcsolódó, szabálytalan, ún. *Orion változócsillagok* egy csoportját képezik a *T Tauri típusú változócsillagok* (lásd a 4.83. ábrát). E csillagok jellegzetessége, hogy az *F—M* típusú színképben a hidrogéntől és a kalciumtól származó emissziós vonalak találhatóak, és összességében a színképük a Nap kromoszférajának szín-



4.83. ábra. Eruptív és katalizmikus változócsillagok a HRD-n

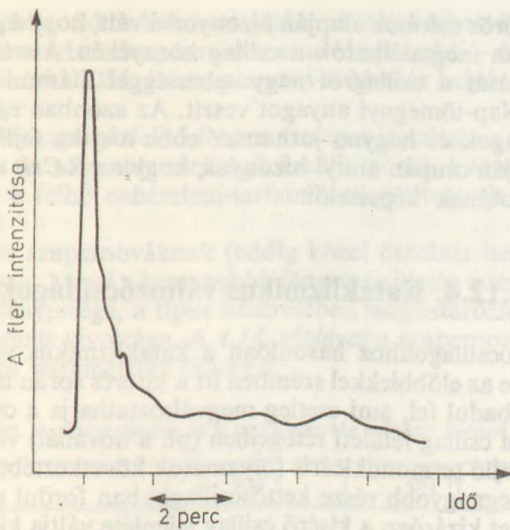
képére emlékeztet (láthatók a vas jellegzetes fluoreszcens emissziós vonalai). A lítium erős abszorpciós vonala a csillag fiatal korára utal. A megfigyelhető változások összetettségére jellemző, hogy a következő fajtájú változások léphetnek fel (zárójelben a változás karakterisztikus ideje): lassú ingadozás (kb. 100 nap), fényességminimumok (kb. 10 nap), kitörések (0,01...0,1 nap), az emissziós vonalak változásai (0,1...1 nap) kváziperiodikus változás (kb. 10 nap).

A *T Tauri* csillagok színképében az emissziós vonalak rendszerint bonyolult vonalprofilot mutatnak (*P Cygni* vagy inverz *P Cygni* profilt), ami anyagiáramlásra, vagy az anyagnak a csillag felszínére való hullására utal. E változócsillagok fiatalok, még nem érték el a fősorozatot. Legnagyobb számban az ún. *T asszociációkban* fordulnak elő. A *T Tauri* állapotot követő fejlődési szakasz a csillagok életében a flercsillag-időszak.

A flercsillagok K—M színképtípusú, emissziós törpecsillagok. A flerjelenség rövid idő alatt lezajló kitörés. A kifényesedés (ami az éppen észlelhetőtől hat magnitúdóig terjedhet) néhány másodperc-perc alatt zajlik le, az ezt követő elhalványodás sokkal lassúbb (lásd a 4.84. ábrát). A fler amplitúdója ultraibolyában a legnagyobb. A kitörések véletlenszerűen következnek be, az egymást követő flerek közötti időtartamok a *Poisson*-eloszlást követik. A flergyakoriság csillagonként változó (pl. az *UV Ceti* esetében 1,18 fler óránként, míg az *AD Leonis*nál 0,12 fler/óra, a 0,2 magnitúdónál nagyobb flereket tekintve).

A flerek alakja néha egészen összetett, ilyenkor több fler is egymásra rakódik. Ezek bekövetkezése természetesen nem véletlen, hanem egymást válthatják ki. Ezek a többszörös flerek a statisztika szempontjából egy flereseménynek számítanak.

A galaktikus mezőben található flercsillagok mellett rendkívül nagy számban vannak flercsillagok a fiatal nyílthalmazokban és asszociációkban. A *Plejádokban* több,



4.84. ábra. Tipikus flercsillag fénygörbéje

mint ötszáz flercsillag ismert, és nem kizárt, hogy e halmaz összes csillagán előbb-utóbb flert mutatnak ki. A fiatalabb csillaghalmazokban a *T Tauri* típusú és a flercsillagok együtt fordulnak elő. Az *Orion* asszociációban például a *T Tauri* csillagok negyedrésze egyúttal flercsillag is. Az idősebb halmazokban *T Tauri* csillagok már nincsenek, és a még flerező csillagok luminozitása is csökken az életkor növekedésével. A flertevékenység a csillagok $10^6 \dots 10^9$ éves kora között jelentkezik.

A legkisebb luminizitású flercsillagok a HRD fősorozata alatt és fölött is előfordulhatnak. A jelenlegi csillagfejlődési modellek ezt nem tudják megmagyarázni, ugyanis a protocsillag-állapot a fősorozatra való kerüléskor véget ér, s a modellek szerint a fősorozat alá csak idős korban kerülhet a csillag. A fler fizikai természetére vonatkozóan is csak annyi biztos, hogy nem termikus emisszió, amit a fler idején kibocsátott rádió- és röntgensugárzás is alátámaszt.

A *T Tauri* csillagokból jönnek létre a fuorok is. A fuor (az *FU Orionis*-ről kapta a nevét) a fiatal csillag kb. hat magnitúdóval való kifényesedése néhány hónap alatt, melynek során a színe is megváltozik, s a vörös törpére jellemző színek helyett emissziós *A—G* színek jönnek létre. A fuor jelenséget még nem sikerült kielégítő módon megmagyarázni.

Egészen más jellegű eruptivitás figyelhető meg az *R Coronae Borealis* (*R CrB*) csillagoknál. E csillagok leggyakrabban a maximális fényesség állapotában vannak, amit időnként hirtelen fényességcsökkenés szakít meg. A néha 6-7 magnitúdó mélységű fényminimum több hónapig, olykor évekig is eltarthat, s a normális állapothoz való visszatérés lassú fényességnövekedés során következik be. A minimumok kialakulásának idejét, tartamát és alakját előre megadni nem lehet.

Az *R CrB* csillagok mind szuperóriások, de felszíni hőmérsékletük igen tág határok között változik: *B* és *K* közötti színek típus egyaránt előfordul. Azok az *R CrB* típusú változók, amelyek effektív hőmérsékletüknél fogva a pulzációs instabilitási sávba esnek, periodikus pulzációt is végeznek. Az összes *R CrB* csillagra jellemző a hidrogén kis gyakorisága. Helyette a hélium és a szén a csillag fő alkotóelemei.

Az *R CrB* csillagok mély minimumai idején a színekben a hélium és több fém emissziós vonalai tűnnek fel. A minimumot a csillag fotoszféráját eltakaró grafit-

felhő okozza. Infravörös mérések alapján bizonyossá vált, hogy a grafitfelhők csomók formájában állandóan megtalálhatók a csillag környékén. A szénben gazdag felhők anyagának utánpótlását a csillagról nagy sebességgel kiáramló gáz biztosítja. A csillag évente 10^{-5} Nap-tömegnyi anyagot veszít. Az azonban egyelőre nem ismert, hogy mely csillagok és hogyan juthatnak ebbe a ritka fejlődési állapotba. Az elemgyakorosság alapján csupán annyi bizonyos, hogy az $RCrB$ csillagok a csillagfejlődés késői állapotának képviselői.

4.12.4. Kataklimikus változócsillagok

Az eruptív változócsillagokhoz hasonlóan a kataklimikus változók fő jellegzettsége is a kitörés, de az előbbiekkal szemben itt a kitörés során több nagyságrenddel nagyobb energia szabadul fel, ami esetleg megváltoztathatja a csillag szerkezetét is. E csillagok kitörése a csillag felületi rétegeiben (pl. a novánál) vagy belsejében (szupernova) hirtelen lezajló termonukleáris folyamatok következtében jön létre. A kataklimikus változók legnagyobb része kettőscsillagokban fordul elő, s azoknál a kitörést minden kétséget kizáróan a kísérő csillag jelenléte váltja ki. A kitörés energiájának csökkenő értéke felé haladva a következő fő típusok tartoznak ide: *szupernovák, novák, törpenovák, szimbiotikus csillagok*.

A legnagyobb méretű robbanást a *szupernovák* produkálják. A szupernova maximális fényessége idején megközelíti, sőt el is érheti annak a galaxisnak az integrált fényességét, amelyben a szupernova található. Mivel a szupernovát a kitörés előtti időszakban nem lehet látni, csak becslést lehet adni, hogy a kitörés amplitúdója legalább hány magnitúdó.

A szupernovák kifényesedése nagyon gyorsan történik (mértéke 0,1...0,2 magnitúdó naponként), míg a fénymaximum utáni elhalványodás kezdeti kb. 0,1 magnitúdó/nap üteme gyorsan csökken: a kitörés után száz nappal a halványodás már csupán napi 0^m01. A szupernovák fénygörbéjük és színeképük alapján két csoportba oszthatók: az I. típusúak fénygörbéje egyforma, színeképükre a hidrogén hiánya jellemző, míg a II. típusúak fénygörbéje egymástól eléggé eltérő, de színeképük jellegzetes nova-színekép, erős hidrogénemisszióval.

A II. típusú szupernovák a nagy tömegű ($M \gtrsim 8M_{\odot}$) csillagok fejlődésének végső fázisában jönnek létre a csillag magjának gravitációs kollapszusát követően. A kataklimikus során a csillag légköre ledobódik, a csillag magja pedig neutroncsillaggá válik, ami egy ideig pulzárként is megfigyelhető. Mivel a nagy tömegű csillagok életútja meglehetősen rövid, a II. típusú szupernovák csak olyan galaxisokban tűnnek fel, ahol nagy számban található a fiatal csillagpopuláció tagjai (spirális galaxisok).

Az I. típusú szupernovák őse kevésbé pontosan ismert. Az extragalaxisokban való előfordulásuk alapján (nagy számban található elliptikus galaxisokban is) bizonyos, hogy kisebb tömegű csillagból keletkeznek, mint a II. típusúak. Az egyik szóba jöhető modell szerint az I. típusú szupernova kis tömegű, öreg csillagokból jön létre, ahol a csillag magjában a szén és az oxigén égése robbanásszerűen zajlik le, s ez idézi elő a szupernova-jelenséget.

A Tejútrendszerben az elmúlt ezer évben hét szupernova-robbanásról van tudomásunk. Ezek közül a legismertebbek az 1054-ben, az 1572-ben (TYCHO BRAHE által) és az 1604-ben (KEPLER által) megfigyelt szupernovák. A csillagközi elnyelés, a Tejútrendszerbeli elhelyezkedésük és egyéb tényezők miatt a szupernováknak csak kis hányada figyelhető meg galaxisunkban. A becslések szerint a Tejútrendszerben 10...30 évenként következik be szupernova-robbanás.

A csillag által a robbanáskor ledobott gázburok nagy sebességgel tágul, és hosszú ideig megfigyelhető marad. A szupernova-maradványok rádió- és röntgensugárzásuk révén is kimutathatók. Az 1054. évi szupernova-robbanás helyén például a közismert *Rák-köd* található.

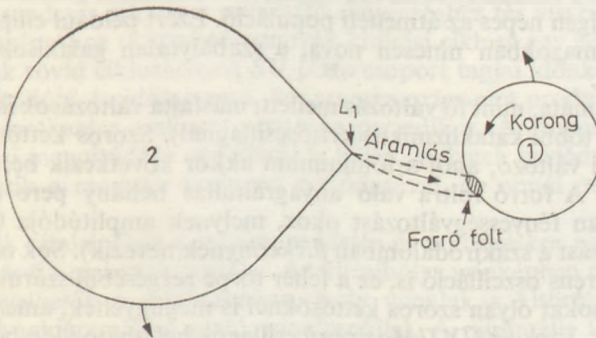
A térben gyorsan mozgó gázfelhő fontos szerepet játszhat az újabb csillagpopulációk kialakulásában (a nagyobb sűrűségű lokális góccok kedveznek a protocsillag megszületésének, és a felhő nehézelem-tartalma megváltoztatja a csillagközi anyag kémiai összetételét).

Az extragalaktikus szupernováknak (eddig közel ötszázat ismerünk) fontos kozmológiai szerepe is van. Mivel a legnagyobb fényesség idején a szupernováknak közel azonos az abszolút fényessége, a típus ismeretében meghatározható a szupernova és az azt tartalmazó galaxis távolsága. A 4.14. táblázat a szupernova- (SN) és a novajelenség néhány fontos paraméterét összegzi.

4.14. táblázat. A szupernova- és a novajelenség néhány fontos paramétere

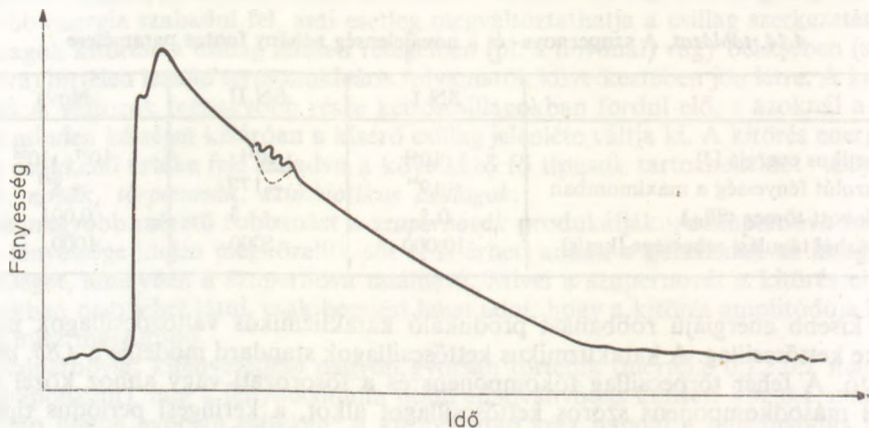
	SN I	SN II	Nova
Kinetikus energia [J]	$5 \cdot 10^{43}$	10^{44}	$10^{37} \dots 10^{38}$
Abszolút fényesség a maximumban	-19^m	-17^m	-8^m
Kidobott tömeg (M_{\odot})	0,5	3	0,001
A gázhéj tágulási sebessége [km/s]	10 000	5000	1000

A kisebb energiájú robbanást produkáló kataklizmikus változócsillagok mindegyike kettőscsillag. A kataklizmikus kettőscsillagok standard modellje a 4.85. ábrán látható. A fehér törpecsillag főkomponens és a fősorozati vagy ahhoz közel lévő vörös másodkomponens szoros kettőscsillagot alkot, a keringési periódus tipikus értéke 80 perc és 8 óra közé esik. A vörös kísérő anyaga teljesen kitölti a Roche-féle tartományt, és az L_1 belső Lagrange-ponton át a csillaglégkör anyaga átáramlik a főkomponensre. A hidegebb csillagról származó anyag nem jut közvetlenül a fehér törpe felszínére, hanem gázkorongot alkot, mely a főcsillag körül rotál. Ahol az anyagáram a gázkorong külső részére jut, kinetikus energiájának egy része disszipálódik, melynek eredményeképpen ún. *forró folt* jön létre. A fehér törpe- és a kísérő csillag egyes paramétereitől, valamint a keringési periódustól függően a fő változás novavagy törpenova-kitörés, esetleg novaszzerű változás lehet.



4.85. ábra. Kataklizmikus kettőscsillag modellje

A nova kitörése során a két csillagból, a gázkorongból és a forró foltból álló rendszer 1...100 nap alatt 7...20 magnitúdójú kifényesedése következik be, majd a rövid ideig tartó fényességmaximum után az elhalványodás (a prenova állapotba való visszatérés) évekig, sőt évtizedekig is eltarthat. Egy nova tipikus fénygörbéje látható a 4.86. ábrán. A fényességváltozást (melynek részei a prenova állapot, a kezdeti emelkedés, a púp, a végső emelkedés, a maximum, a kezdeti halványodás, az átmeneti állapot, a végső halványodás és a posztnova állapot) a rendszer színképének jellegzetes változásai kísérik. A folytonos és az abszorpciós színek egyaránt változnak, és a fénymaximum idejére már emisszió is kialakul, ami bonyolult változás után nebuláris jellegűvé válik, minthogy a nova által ledobott gázburoktól származik. A fényesség maximuma a látható fényben ugyan rövid ideig tart, de a kitörés során a bolometrikus fényesség hosszú ideig állandó marad.



4.86. ábra. Nova kitörésének fénygörbéje

Mivel a novák abszolút fényessége a maximális fényesség elérésekor közel állandó, a novákat távolságindikátorként is használják. Az M31-ben például évente kb. harminc novakitörés várható, ezért az extragalaktikus távolságmérés megalkotásában a nováknak fontos szerep jut. A kitörés alkalmával ledobott gázburok tágulásából is meg lehet határozni a nova távolságát (gömbszimmetrikus tágulást feltételezve, ami sokszor csak durva közelítés). A novák egyébként csak olyan galaxisokban fordulnak elő, amelyekben igen népes az átmeneti populáció. Ezért például elliptikus galaxisokban és gömbhalmazokban nincsen nova, a szabálytalan galaxisokban pedig csak elvétve található.

A kitörés folyamata, mint fő változás mellett, másfajta változások is megfigyelhetők a nováknál (és a többi katalizmikus kettőscsillagnál). Szoros kettőscsillagok lévén, egy részük fedési változó, ahol a főminimum akkor következik be, amikor a forró folt van elfedve. A forró foltra való anyagráhullás néhány perc karakterisztikus idejű, szabálytalan fényességváltozást okoz, melynek amplitúdója 0,1...0,2 magnitúdó (ezt a változást a szakirodalomban *flickering*-nek nevezik). Sok novánál kimutatható gyors, koherens oszcilláció is, ez a fehér törpe rezgéséből származhat. Az imént felsorolt változásokat olyan szoros kettősökönél is megfigyelték, amelyek novakitöréséről nem tudunk. Ezek az *UX UMa* típusú csillagok belátható időn belül novák lehetnek.

A nova kitörésének oka a csillag kettősségében rejlik. A hidegebb csillag anyagából a fehér törpe körül kialakult, főként hidrogéntartalmú korong egyre nagyobb méretet ölt. Az $5 \cdot 10^{-10}$ Nap-tömegnyi anyag évenkénti átáramlása kb. százezer év alatt idéz elő olyan mértékű változást a befogási korongban, ami a kitöréshez vezet. A korongban felhalmozódott anyag hőmérséklete ugyanis olyan mértékben megnő, hogy megindul a hidrogén héliummá történő fúziója, ami a burok állapota miatt termonukleáris megszaladáshoz vezet, azaz a jelenség robbanásszerűen zajlik le. A termonukleáris energia hirtelen felszabadulását gigantikus lökéshullám kíséri, amely kb. 1000 km/s sebességgel tágulásra kényszeríti a fehér törpe körül kialakult burkot. Mivel a fehér törpe a kísérő csillag anyagát továbbra is részben befogja, az akkréciós korong kialakulása újra elkezdődik, s ez a modell szerint százezer év múlva a nova újabb kitöréséhez vezet.

Az ún. *rekurrens* (ismétlődő) *novák* néhány évtizedes gyakorisággal törnek ki. A kitörés oka itt is ugyanaz, csak az ismétlődő novák főcsillaga körül igen rövid idő alatt kialakul a magfúzió beindulásához elegendő mennyiségű hidrogént tartalmazó burok. Ez a nagyobb mértékű tömegátadással magyarázható, de az erre vonatkozó megfigyelési bizonyítékok még hiányoznak.

A *törpenovákra* a gyakori kitörés jellemző. Az idő nagy részében a minimális fényességnek megfelelő normális állapotban tartózkodó kataklizmikus kettőscsillag 2...6 magnitúdójú kifényesedést produkál, mely néhány naptól egy hónapig terjedő gyakorisággal ismétlődik. A kitörések korántsem periodikusan jelentkeznek, de egy-egy csillagot jól jellemez a kitörések közötti átlagos időköz. E paraméteren és a kitörés átlagos amplitúdóján kívül a fénygörbe jellemzéséhez meg kell adni a kitörések átlagos időtartamát. A legtöbbet vizsgált törpenova, az *SS Cygni* esetében például a kitörések közötti időköz megfigyelt szélsőértékei 15 és 95 nap, az amplitúdók 2 és 4 magnitúdó közé esnek, míg a kitörés időtartama 2 és 22 nap közötti, mégpedig úgy, hogy a rövidebb és a hosszabb kitörések felváltva követik egymást.

A kitörések átlagos amplitúdója és ismétlődési ciklusa között a törpenovákra vonatkozóan a következő összefüggés áll fenn:

$$A = 2,00 + 1,78 \log P,$$

ahol az A amplitúdó magnitúdóban, a P átlagos ciklushossz pedig napokban értendő.

Az *SS Cygni*hez hasonló, ún. *U Geminorum* típuson kívül további két jellegzetes típus kíván említést a törpe novák közül. A *Z Camelopardalis* típusnál a kitörések időnként hosszú ideig (több hónapon át) szünetelnek, s ilyenkor a törpenova rendszer a minimális és a maximális fényesség közötti állapotban tartózkodik. A nyugalmi állapot után a rendszer mindig a minimális fényességhez tér vissza az újabb kitörés előtt. A *Z Cam* típushoz tartozó törpenovák kitörési ciklusa egy hónapnál rövidebb.

Az ugyancsak rövid ciklushosszú *SU UMa* csoport tagjai időnként a szokásosnál nagyobb amplitúdójú és időtartamú, ún. *supermaximumot* produkálnak. E *supermaximumok* jelentkezése csaknem pontosan periodikus. A *supermaximumok* idején néhány tized magnitúdójú oszcilláció is fellép, melynek periódusa csaknem pontosan megegyezik a rendszer keringési periódusával, de annál néhány százalékkal hosszabb.

A törpenovák színeképében a minimum idején és a kitöréskor egyaránt megfigyelhetők a H, He és Ca emissziós vonalai. Az ultraibolya színeképben más elemek emissziói is megfigyelhetők a minimumban, mely vonalak a kitöréskor abszorpcióba mennek át, anyagiáramlásra utaló vonalprofillal. A minimális fényesség idején a törpenovák röntgenforrások is.

A törpenovák kitörése legjobban a fehér törpe körüli akkréciós korong instabilitásával magyarázható. A kísérő csillagról közel azonos ütemben a korongra kerülő anyag időnként hirtelen a fehér törpére jut, s az akkor lezajló magfúzió eredménye a kitörés. A kísérő csillag instabilitása, mint a kitörés másik lehetséges előidézője, nem alkalmas az összes megfigyelési adat megmagyarázására.

Mivel a kataklizmikus kettőscsillagok struktúrája elvileg azonos a novákra és a törpenovákra, míg kitöréseik között alapvető különbség van, helyénvaló az a kérdés, hogy mi az eltérés oka. A novák és a törpenovák alapvető jellemzői között több különbség is felfedezhető:

a) A törpenováknál megfigyelhető emissziós vonalak általában erősebbek, de alacsonyabb ionizációs és gerjesztési potenciálnak felelnek meg.

b) Minimumban a novák átlagos vizuális abszolút fényessége $+4^m$ körüli, míg a törpenovák sokkal halványabbak: $M_V = +7^m.5$. Mivel a teljes luminozitás nagy része mindkét típusnál a korongtól származik, ez azt jelenti, hogy a törpenováknál a befogási (akkréciós) korong jóval halványabb.

c) A törpenováknál a forró folt luminozitása összemérhető a korongéval, míg a nováknál a forró folt kevésbé jelentős.

d) A novák keringési periódusa három óránál hosszabb, a törpenovák keringési ideje pedig ennél rövidebb is lehet.

Az előbbieken felsorolt különbségek arra utalnak, hogy a kitörések közötti alapvető különbség a tömegátadás eltérő mértékéből fakad.

A törpenova kitörésének energiája egymilliószor kisebb, mint a nova kitöréséé. Ennek megfelelően a törpenova kitörését nem kíséri gázburok ledobása. A *Z Cam* típusú törpenovák nyugalmi szakaszát a törpecsillagra történő stacionárius anyagáramlással lehet magyarázni, míg a kitöréseket a nemstacionárius akkréció okozza. Az *SU UMa* típusú törpenovák szupermaximumát és az oszcillációt pedig a kísérő csillag instabilitása okozhatja.

Ugyancsak a kataklizmikus változók közé tartoznak a *szimbiotikus csillagok*. Az elnevezés onnan származik, hogy e csillagok színképében egyidejűleg vannak jelen a hideg csillagokra jellemző abszorpciós vonalak és sávok, valamint a forró csillagokra utaló magas gerjesztettségű emissziók. A korábban tárgyalt kataklizmikus kettőscsillagok és a szimbiotikus csillagok közötti fő különbség az, hogy az utóbbiaknál a hideg komponens óriáscsillag. Az óriás volta ellenére másodkomponensnek tekintett csillag luminozitása összemérhető a fehér törpe főkomponensével, ezért a színképben mindkét csillag jellegzetes vonásai kimutathatók. A hideg komponens nagy mérete egyúttal azt is eredményezi, hogy a kettős rendszer keringési periódusa sokkal hosszabb, mint a novák vagy a törpenovák esetében. A spektroszkópiai vagy fotometriai úton meghatározott keringési periódus a szimbiotikus csillagoknál több év hosszúságú.

A szimbiotikus csillagokat a szabálytalan, vagy néhány csillagnál kváziperiódikus fényességváltozás jellemzi, amit időnként kb. 3 magnitúdós kitörések szakítanak meg. A kitöréskor a színképből teljesen eltűnnek a késői csillagra utaló abszorpciók. A hidrogén vonalai viszont *P Cygni profilt* mutatnak, ami a burok tágulására utal.

A kis amplitúdójú fényváltozás főképp a vörös óriás komponens instabilitásától ered. Mivel e csillag légköréből hidrogénben gazdag anyag áramlik át a fehér törpe komponensre, a kitörés feltételei esetenként teljesülnek. Ekkor a kompakt csillag által befogott hidrogén termionukleáris égése idézi elő a kitörést. Ezt alátámasztja a szimbiotikus csillagok röntgensugárzása is, ami a kitörés idején több millió fokos feketetest sugárzásának felel meg. A modell szerint is ez várható, ha a fehér törpe-csillag körül hidrogént égető héj alakul ki.

4.12.5. Foltos változócsillagok

A foltos csillagok tengelyforgásuk miatt válnak változócsillagokká. A csillag felületi fényessége nemcsak a rajta kialakuló foltok miatt lehet egyenlőtlen, hanem a gömbtől jelentősen eltérő alak is hasonló hatást idéz elő. A csillag tengelyforgása csak akkor jár együtt érzékelhető fényváltozással, ha a forgástengely nem párhuzamos a látóiránnyal, valamint a foltok nem egyenletesen borítják a csillag felszínét.

Az *ellipszoidális változócsillagok* olyan szoros kettőscsillagok, ahol a komponensek közelsége jelentősen deformálja a csillagok alakját, és a pályahajlás nem kedvez a fedések kialakulásának. Az árapály-erő hatására a csillagok ellipszoid alakúvá válnak (a hossz tengely a másik csillag irányába mutat), és a közös tömegközéppont körüli keringés miatt a megfigyelő változó nagyságú felületet lát a csillagokból. A fényesség-változáshoz az is hozzájárul, hogy a csillagok felszíni hőmérséklete függ a sugártól, ezért a forgás során különböző felületi fényességű részek kerülnek látóirányba.

Azok a kettőscsillagok, amelyek komponensei elég közeliek ahhoz, hogy jelentősen deformálják egymást, általában öt napnál rövidebb keringési periódusúak, és színeképtípusuk *O* vagy *B*. A fényességváltozás tipikus amplitúdója $0^m,05$. Egy keringési ciklus alatt a fénygörbének két maximuma és két minimuma van. A legismertebb ellipszoidális változó a *Spica* (α *Vir*), melynek egyik komponense egyúttal β *Cephei* típusú változócsillag.

A foltos felszínű csillagok fényváltozási ciklusa a csillag tengelyforgási idejével egyzik meg. A rotáló változó *P* periódusa, a csillag *v* egyenlítői forgási sebessége, valamint *R* sugara közötti

$$P = \frac{2\pi R}{v}$$

egyszerű összefüggés alapján, $1...10 R_{\odot}$ tipikus sugarat és $10...100$ km/s tipikus rotációs sebességet feltételezve, a foltos csillagok tengelyforgási periódusára néhány nap adódik.

Csillagfoltok minden késői színeképtípusú csillagnál felléphetnek (a fejlődési állapottól függetlenül), ha elég jelentős a csillag konvekciós zónája, és a csillag elegendően nagy szögsebességgel forog. A foltos csillagok mégis leggyakrabban szoros kettősrendszerekben találhatók, ahol az árapály-erő felgyorsítja a csillag tengelyforgását úgy, hogy az a keringési idővel egyezzen meg.

A *BY Draconis* típusú foltos csillagok emissziós *K* vagy *M* színeképtípusú törpék. A kváziperiodikus fényváltozás néhány századtól legfeljebb $0,5$ magnitúdóig terjed. A csillag tengelyforgási ideje 1 és 100 nap közé esik, a fénygörbe azonban nem szigorúan periodikus, mert a csillagon fellépő folt (vagy foltok) mérete, helyzete és fényessége egyaránt változik. A *BY Draconis* típusú csillagok egyúttal flercsillagok is, bár fleraktivitásuk kisebb, mint a klasszikus flercsillagoké. A flerek jelentkezéséből is következik, hogy ezek a csillagok a fősorozatra való fejlődés állapotában vannak. A megfigyelt fénygörbék alapján meghatározhatók a foltok tulajdonságai. Hőmérsékletük a csillag hőmérsékletétől függetlenül kb. 3500 K. A foltok mérete jóval meghaladja a napfoltokét, és a folt inkább a napfolt umbrájához hasonlít. A csillagon lévő foltok mozgása viszont a Napon megfigyelt koronalyukak mozgásához hasonlít. E csillagoknál a foltok kialakulása és viselkedése szoros kapcsolatban van a csillag mágneses terével. A *BY Dra* csillagok majdnem mindegyike kettőscsillag.

Az *RS Canum Venaticorum* típusú csillagokat két szubóriás komponens alkotja (ezek tehát a fősorozat utáni fejlődési állapotban vannak), az egyik csillag *F—G* *IV—V*, míg a hidegebb megközelítőleg *K0* *IV* típusú. E kettősök keringési periódusa

0,5...100 nap közé esik. Egyik legfontosabb jellemzőjük az erős kromoszférikus aktivitás, melynek eredménye a kalcium erős *H*- és *K*-emisszója, valamint a rádió-tartományban megfigyelhető kitörések. Az utóbbi időben lágy röntgensugárzásukat is kimutatták. A csillagaktivitás részeként jelen lévő foltok és a rotáció hatására a rendszer szinuszoidális fényességváltozást mutat. Az egyidejűleg fedési változó *RS CVn* rendszereknél ez a hullám az ún. *disztorziós hullám*. A hullám amplitúdója 0,1...0,2 magnitúdó, melyből az következik, hogy a foltos komponensen a foltok területe elérheti a csillag látható félgömbjének egyharmadát is. A disztorziós hullám fázisa a tengelyforgási időhöz képest szisztematikusan változik. Ez az ún. *migráció* a Napnál is megfigyelhető differenciális rotáció következménye, s arra utal, hogy a foltok a csillag egyenlítőjétől mért távolsága változik.

Mivel a foltos csillagokon a naptevékenységhez sokban hasonlító jelenségek játszódnak le, nem meglepő, hogy a napciklushoz hasonló aktivitási ciklust is ki tudtak mutatni számos esetben. A *G8* és *M0* színképtípusok közé eső csillagoknál az a törvényszerűség adódott, hogy minél gyorsabb a csillag rotációja, annál hosszabb a csillagaktivitási ciklus (melynek megfigyelt értékei 10 és 60 év közé esnek).

Igen erős kromoszférikus aktivitást és folttevékenységet mutatnak az *FK Comae csillagok*. Ezek rendkívül gyorsan forgó magányos óriások. Míg egy *G* típusú óriásra általában a 10 km/s egyenlítői sebességű tengelyforgás a jellemző, az *FK Comae* 160 km/s sebességgel rotál, aminek 2,4 napos periódus felel meg. Mínt hogy az *FK Comae* csillagok nem kettőscsillagok, a gyors forgás oka nem lehet a keringés és a forgás közötti szinkronizáció. A jelenlegi elképzelések szerint ezek a csillagok valamikor *W UMa* típusú kettősök (lásd a 4.12.7. fejezetet) voltak, majd az egyik komponens anyaga fokozatosan, teljes egészében behullott a másik csillagba. E folyamat során a pályaimpulzus-momentum átalakult a csillag forgási impulzusnyomatékává. A felgyorsult forgás miatt megerősödött a csillag mágneses tere, innen erednek az aktivitási jelenségek. Hozzávetőleg százezer év alatt a mágneses tér elszállítja a töltött részecskéket, ezért az impulzusnyomaték és a tengelyforgás sebessége lecsökken, aminek következtében a mágneses aktivitás is megszűnik, s a csillag normális óriássá válik.

Az *A* típusú csillagok kis hányada is változócsillag a tengelyforgás miatt. Ezek a pekuliáris *A* csillagok közé tartozó ún. *mágneses változók* (lásd még a 4.1.7. fejezetet). Jellemzőik: bizonyos kémiai elemek túlságosan nagy vagy kicsi előfordulása (lásd a 4.12.6. fejezetet), a gyakoriság változása (melynek következtében spektrális változók is), a rendkívül nagy és változó erősségű mágneses tér, valamint a kis amplitúdójú fényváltozás. A változás periódusa itt is a rotációs periódus (szélsőértékei 0,5 és 160 nap). E csillagok változásait a ferde rotátor modellel lehet magyarázni (a mágneses és a forgástengely egymással szöget zár be), az erős mágneses tér eredete azonban még bizonytalan.

A rotációs változók közé tartoznak még a *pulzások* is. A gyorsan forgó neutroncsillag egyaránt sugároz rádió-, a látható és a röntgentartományban. A csillag 0,001 és 4 másodperc közé eső forgási periódussal változik. A pulzások amplitúdója a látható fényben elérheti a 0,8 magnitúdót.

4.12.6. Különleges csillagok

Különlegesnek tekintjük azokat a csillagokat, melyek színképe valamilyen módon eltér az átlagostól. A csillagok túlnyomó része az effektív hőmérséklet csökkenő értékei szerint az *O*, *B*, *A*, *F*, *G*, *K*, *M* színképtípusok valamelyikébe sorolható az egyes kémiai elemek vonalainak a színképben való jelenléte és a vonalerőségek alapján. A pækuláris csillagoknál általában a légkör kémiai összetétele szokatlan, vagy a csillag külső részeinek fizikai állapota miatt módosul a színkép.

A következő áttekintésben a legfontosabb (de távolról sem az összes) különleges csillagtípus szerepel, az eltérő színképet okozó jelenség okának, valamint az adott csillag fejlődési állapotának felvázolásával.

O_f: emissziós *O* csillagok. A hélium és a nitrogén emissziós vonalai a csillag kiterjedt, instabil légkörére utalnak, ahonnan csillagszél formájában anyag áramlik ki. A legnagyobb luminozitású nemkitörésses csillagok. A legforróbb fősorozati vagy a fősorozatról már elfejlődött csillagok.

WR: *Wolf*—*Rayer*-csillagok. A forró csillagra jellemző színképben széles emissziós vonalak és sávok találhatóak, melyek 500...3000 km/s közötti sebességű anyagkiáramlásra utalnak. Két altípusa van, a *WN* és *WC*, a színképben megfigyelhető anomálishan nagy nitrogén-, ill. szén- (és oxigén-) gyakoriság alapján. A *WC* csillagok idősebbek, mint a *WN* csillagok. Tömegükhöz (kb. 20 M_{\odot}) képest luminozitásuk nagy. Jóval a fősorozat utáni fejlődési szakaszban vannak. Mindazonáltal a *WR* állapot nem korjelző, mivel *WR* csillagok vannak az I. populációs objektumok között is, de több képviselőjük ismert, mint planetáris köd központi csillaga, ami a csillagfejlődés szerint a fehér törpévé válást megelőző állapot. A *WR* jelleg tehát csupán a nagy sebességű anyagvesztésre utal bármilyen korú csillagnál. A tömegvesztés eléri a 10^{-4} ... 10^{-5} Nap-tömeget évenként.

P Cyg: prototípusa a *P Cygni*, melynek színképében az emissziós vonalak rövid hullámhosszú szárnyára abszorpciós vonal tevődik (ez az ún. *P Cyg* típusú vonalprofil). *O*—*F* színképtípusú, nagy luminozitású szuperóriások, melyeknek kiterjedt, táguló légköre van. A *P Cyg* esetében novaszzerű kitörést is megfigyeltek. A *P Cygni* típusú vonalprofil igen sok változócsillag-típus színképében megfigyelhető, és arra utal, hogy a csillag kiterjedt légköre tágul.

Be (*Oe*, *Ae*): héjcsillagok, a III—V. luminozitási osztályhoz tartozó emissziós *O*—*A* csillagok. Gyors tengelyforgásuk következtében anyag áramlik ki róluk, mely a csillag körül burkot képez. Az anyagkiáramlás miatt a színképvonalak erőssége és alakja is változik. Későbbi fejlődési állapotnak felelnek meg (talán kialakulóban lévő planetáris ködök) a *BQ* [] csillagok, melyek színképében tiltott vonalak is láthatók ([O I], [Fe II], [Fe III], [S III]). A fősorozatra való fejlődés állapotában vannak viszont a *Herbig*-féle *Ae/Be* csillagok, melyek csillagközi anyagban és kialakulóban lévő csillagokban gazdag vidékeken fordulnak elő. Ez utóbbiak a *T Tauri* csillagok magasabb hőmérsékletű megfelelői lehetnek.

CNO: korai színképtípusú csillagok szokatlanul erős vagy gyenge szén-, nitrogén- és oxigénvonalakkal. A nagyobb nitrogéngyakoriság a szén és az oxigén hiányával jár együtt, és fordítva. Ezen elemek csillaglégkörben való feldúsulásának oka pontosan nem ismert. A *CNO* csillagok valószínűleg nem fiatalok, mivel bennük már a héliumnál nehezebb elemek is számottevő mértékben vannak jelen.

Erős He-, *gyenge He*- és *változó He*-csillagok: forró csillagok anomális erősségű vagy éppenséggel időben változó héliumvonalakkal. Fősorozati csillagok is lehetnek, ahol a szokatlan elemgyakoriság oka a diffúzió, de az erős *He*-csillagok többsége jóval idősebb. A fejlődési sor végén lévő szubtrópék is előfordulnak köztük.

CP (korábbi nevükön *Ap*): kémiaiilag pekuliáris, késői *B*, *A* és korai *F* színképtípusú csillagok. A forróbbaknál a Hg, Mn és Si gyakorisága szokatlanul nagy, a hidegebb *CP* csillagok a Si, Cr, Eu és Sr nagy gyakoriságával tűnnek ki. Ez utóbbiak erős, egyúttal változó mágneses térrel rendelkeznek (lásd a mágneses változókat a 4.12.5. fejezetben). Különböző korúak lehetnek ($10^6 \dots 10^9$ év). Ha a megfigyelhető kémiai összetétel csak a csillag légkörére jellemző és a csillag belsejében normális az elemgyakoriság, az elemek diffúziója lehet a szokatlan összetételű légkör előidézője. E csillagok megfigyelt lassú tengelyforgása kedvez a diffúzió kialakulásának.

Am, *Fm*: bizonyos *A* és *F* típusú csillagok színképében a fémvonalak rendkívül erősek a hidrogén és a kalcium vonalaihoz képest. A fémvonalas csillagok tengelyforgási sebessége alacsony, s közöttük igen nagy a kettőscsillagok előfordulási gyakorisága. Az ugyanilyen hőmérsékletű *CP* csillagoktól abban is eltérnek, hogy nincs jelentős mágneses terük. A HRD-n ugyanazon a helyen találhatók, mint a δ *Scuti* csillagok (lásd a 4.12.2. fejezetet), de a magas fémtartalom és a pulzáció kölcsönösen kizárja egymást. Az *Orion* asszociációban lévő *Am* csillagok egymillió évesnél fiatalabbak, de idősebb halmazokban is találtak *Am* csillagokat (10^9 éves korig). A légkör különleges kémiai összetétele diffúzió révén vagy a légkör rétegződése miatt alakul ki.

Az alacsonyabb effektív hőmérsékletű csillagoknál (*G* vagy annál későbbi színképtípusnál) igen gyakori az emissziós vonalak megjelenése a színképben. Ezen, a csillag-légkör fizikai állapotára visszavezethető különlegességen kívül többféle kémiai pekuliaritás is ismeretes a hideg csillagok között. Az atomi színképvonalaknak és a molekulasávoknak a szokásostól eltérő erősségét nemcsak az okozhatja, hogy az adott elem (ion, molekula) gyakorisága nem a megszokott, hanem az is, hogy más elemek szokatlan gyakorisága miatt a légkör opacitása megváltozik, és a mélyebben lévő rétegek is hozzájárulnak a színkép kialakulásához. A leggyakrabban megfigyelhető anomáliák: a CH és a CN hiánya vagy többlete, illetve a Ba többlete. Ide lehet sorolni a széncsillagokat (*C* színképtípus, régebben *R* és *N* típusnak nevezték), valamint az *S* színképtípusú csillagokat is (TiO helyett ZrO és a ritkaföldfémek monoxidjai jelentkeznek a színképben).

4.12.7. Kettős- és többszörös csillagok

Kettőscsillagnak két olyan csillag együttesét tekintjük, melyek egymáshoz képesti mozgása során a két komponens tömegvonzása meghatározó. A csillagok mintegy fele kettős- (és többszörös) csillagokat alkot. A kettőscsillagok fizikailag összetartozó rendszerek, kialakulásuktól fogva együtt fejlődnek.

A kettősök komponensei közötti távolság igen változatos lehet. A kompakt, fehér törpékből álló kettős rendszer komponensei között a távolság 10^4 km, aminek néhány perces keringési periódus felel meg. A két komponens szeparációjának felső határa a Nap környezetében (azaz a Tejútrendszer spirálkarjaiban) kb. 0,5 pc, és ehhez $3 \cdot 10^8$ év keringési periódus tartozik.

A kettőscsillagok asztrofizikai jelentőségét egyrészt az adja, hogy segítségükkel a csillagok egyes fizikai paramétereit (pl. tömegét) sokkal egyszerűbben meg lehet határozni, mint egyedüli csillagokra, másrészt a csillagfejlődési modellek empirikus ellenőrzésére is alkalmasak. A kettős rendszer két komponenséről ugyanis feltételezzük, hogy ugyanolyan kémiai összetételű anyagból egyidejűleg formálódtak csillaggá, tehát kezdetben legfeljebb a két csillag tömege különbözött. Mivel a csillagfejlődés üteme erősen tömegfüggő, a két komponens tömegének ismeretében a komponensekre jellemző paraméterek közötti különbség csak a kor függvénye. A kettőscsilla-

gok egy további fontos asztrofizikai szerepe, hogy bizonyos típusú fizikai változó-csillagok csakis kettős rendszerekben fordulnak elő (lásd. pl. a 4.12.4. fejezetet).

A kettőscsillagokat különböző szempontok szerint lehet csoportosítani. Az alábbiakban olyan felosztás szerint vizsgáljuk a kettősöket, mely főleg az észlelési technikán és kisebb mértékben a komponensek fizikai tulajdonságain alapul.

Az *optikai kettősök* fizikailag nem alkotnak rendszert, csupán az égbolton közel azonos irányban lévő, de valójában egymástól távoli két csillagról van szó. Ezeket nem is tekintjük kettőscsillagnak.

A *vizuális kettősök* esetében a két komponens távcsővel külön-külön látható. A fizikai összetartozásra az utal, hogy a közös tömegközéppont körüli keringés jeleként a két csillag az égen elliptikus pályán mozog.

Az *asztrometriai kettősöknél* távcsővel nézve is csak egy csillag látszik, de az éggömbön végzett mozgása arra utal, hogy e csillagnak kísérője van.

A *spektroszkópai kettőscsillag* optikailag nem bontható fel két csillagra. A két komponens jelenlétére a színeképvonalak periodikus elmozdulásából lehet következtetni.

Az ún. *spektrum kettősöknél* a színeképvonalak hullámhossz-eltolódása nem látszik (pl. amiatt, hogy a keringés síkja közel párhuzamos az éggömb érintősíkjával). A színekép azonban ekkor is utalhat a kettősségre. Ez úgy valósulhat meg, hogy a spektrumban egyidejűleg két eltérő tulajdonságú (pl. egy hideg és egy forró) csillag jellegzetességei figyelhetők meg.

A *fedési kettősök* közé azok a csillagpárok tartoznak, amelyek két komponense a keringés során elfedi egymást. Ezek a rendszerek periodikus fényességváltozásukról ismerhetők fel.

Az *ellipszoidális kettősöknél* fedés nem jön létre, de jellegzetes fényváltozás alakul ki a nem egyenletes felületi fényességű, deformálódott komponensek keringése során (lásd a 4.12.5. fejezetet).

Az iménti felosztás kényelmes, de nem egyértelmű: egy fedési változó lehet vizuális, asztrometriai és spektroszkópai kettős is. Jól sikerült, mégis egyszerű fizikai csoportosítás nem létezik, hiszen végső soron a kettőscsillag jellemzéséhez hét paraméter szükséges: a két csillag tömege, sugara, luminozitása, valamint a komponensek szeparációja. A két csillag egymástól való távolsága azért fontos paraméter, mert ha a szeparáció kisebb egy bizonyos értéknél, akkor tömegcsere lép fel a két komponens között, s ez befolyásolja a csillagok további fejlődését is. A kísérő léte ugyanis megszabja a csillag méretének felső határát.

A kettőscsillagok egyes típusainál meg lehet határozni a komponensek és a pálya bizonyos jellemzőit. A meghatározható mennyiségek száma és jellege a kettőscsillag típusától függ, s a következő paraméterek jöhetnek szóba: a kettőscsillag hat pályaeleme, valamint a komponensek tömege, sugara és luminozitása. A hat pályaelem lényegében azonos az égi mechanikai kéttest-problémánál bevezetett pályaelemekkel:

a a pálya fél nagytengelye,

e a pályaellipszis excentricitása ($0 \leq e < 1$),

i a pályasík hajlása az éggömb érintősíkjához (mint vonatkoztatási síkhoz) képest az adott csillagnál,

Ω pozíciószög, a csomóvonal (a pályasík és a vonatkoztatási sík metszésvonala) szöge az érintősíkban mérve (északtól kelet felé),

ω a nagytengely iránya a csomóvonalattól mérve (azaz a felszálló csomó és a periasztron közötti szög),

T a periasztron-átmenet időpontja.

A P keringési periódus nem pályaelem, de mint jól mérhető mennyiséget, szívesen használják. A keringési periódus, a fél nagytengely és a komponensek össztoemege között KEPLER harmadik törvénye alapján a következő összefüggés érvényes:

$$\frac{a^3}{P^2} = \mathfrak{M}_1 + \mathfrak{M}_2.$$

Itt a fél nagytengely csillagászati egységben, a P években, a tömegek Nap-tömegben fejeződnek ki.

A vizuális kettősöknél a komponensek szeparációja általában fél ívmásodpercnél nagyobb, így távcsővel a két komponens külön látható. Ezek a csillagok általában nem szoros kettősök, keringési periódusuk néhány évszázad vagy évezred. A megfigyelhető ellipszispálya a valódi pályának az éggömb síkjába eső vetülete. A Zwiers-fele módszer (lásd a 4.1.2. fejezetet) segítségével a valódi pálya fél nagytengelye meghatározható a vetületből. A dinamikus parallaxis módszerével (lásd a 4.1.2. fejezetet) a komponensek tömege és sugara is kiszámítható, ha azok fősorozati csillagok.

A spektroszkópiai kettősöknél, ha a két komponens közötti fényességkülönbség az 1...1,5 magnitúdót meghaladja, csak a fényesebb csillag vonalai látszódnak a színekben (egyvonalú színképi kettős). Ha a két komponens fényessége közel egyező, mindkét komponens vonalai láthatók, és egymással ellentétes irányba tolódnak el a keringés során létrejövő *Doppler*-effektus miatt (kétvonalú színképi kettős). Jelenleg kb. ezer színképi kettős ismert. A színképvonalak véges szélessége miatt a minimális hullámhossz-eltolódás, amit még ki lehet mérni, kb. 0,001 nm, aminek hozzávetőleg 1 km/s radiális sebesség felel meg a látható színképtartományban. Ennek megfelelően a megfigyelt színképi kettősök keringési periódusa elég rövid.

Ha a színképi kettős pályája a látóirányban fekszik ($i=90^\circ$) és a komponensek körpályán mozognak, a pálya menti sebesség állandó (v_1 és v_2 a két komponensre), és értéke a radiális sebesség időbeli változásából meghatározható. Egyenletes körmozgásról lévén szó, a pálya sugara

$$r_i = v_i P / 2\pi, \quad \text{ahol } i = 1 \text{ vagy } 2.$$

A komponensek tömegaránya

$$\mathfrak{M}_1 / \mathfrak{M}_2 = r_2 / r_1 = v_2 / v_1,$$

a relatív pálya fél nagytengelye pedig

$$a = r_1 + r_2.$$

KEPLER harmadik törvénye értelmében a tömegek összege is meghatározható, a tömegarányra vonatkozó iménti összefüggéssel kombinálva a két komponens tömege egyenként is kiszámítható.

Ha a komponensek nem körpályán mozognak, a radiális sebességgörbe alapján mód nyílik P , e és ω meghatározására. A tömegek pedig az alábbi módon becsülhetők:

$$\mathfrak{M}_1 \sin^3 i = 1,0359 \cdot 10^{-7} (K_1 + K_2)^2 K_2 P (1 - e^2)^{3/2},$$

$$\mathfrak{M}_2 \sin^3 i = 1,0359 \cdot 10^{-7} (K_1 + K_2)^2 K_1 P (1 - e^2)^{3/2},$$

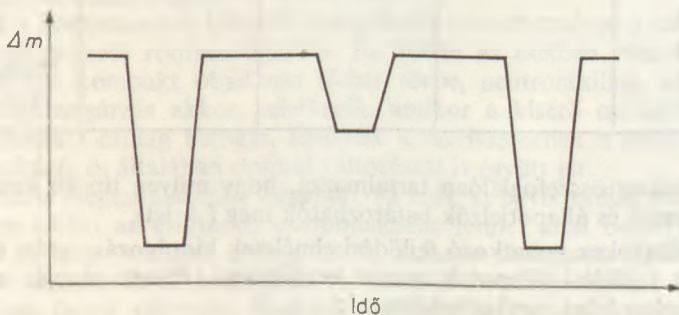
ahol az a fél nagytengely egysége millió km, a periódusé nap, a K_1 és K_2 radiális sebesség fél amplitúdóé km/s, a tömegé pedig Nap-tömeg. A tíz napnál rövidebb keringési periódusú kettősök esetén a komponensek közötti árapályerők hatására az eredetileg elliptikus pálya mintegy 100 millió év alatt körpályává módosul.

Egyvonalú szinképi kettősök esetén a tömeget nem lehet meghatározni, csak az ún. *tömegfüggvényt*:

$$f(M_1, M_2) = \frac{M_2^3 \sin^3 i}{(M_1 + M_2)^2}.$$

A fedési változóknál a legalább részleges fedés létrejöttének feltétele, hogy az $a \cos i$ mennyiség kisebb legyen, mint a komponensek sugarának összege. Ha az inklináció nem pontosan 90° , akkor az egymáshoz viszonylag közel keringő csillagok kerülnek fedésre kedvező helyzetbe. Ezeknek a pálya menti sebessége is nagy, ezért spektroszkópiai kettősként is megfigyelhetők.

A fedési fényváltozás idealizált fénygörbéje a 4.87. ábrán látható. Amikor egyik csillag sem fed el a másikat, a rendszer összfényessége állandó, és ilyenkor a legfényesebb. Ha a kisebb felületi fényességű komponens a keringés során eltakarja a nagyobb felületi fényességűt, a kettőscsillag fényessége hirtelen leesik. Ekkor figyelhető meg a főminimum. Amikor a kisebb felületi fényességű csillag a másik mögé kerül, a rendszer összfényessége kevésbé csökken, mint a főminimumnál. Ez a második minimum a mellékminimum. A keringési periódus két, egymást követő főminimum közepe között eltelt időköz. A minimumok időtartama a rendszer geometriájától (r_1/a és r_2/a), a fogyatkozások mélysége a komponensek hőmérsékletétől függ. Ha a fedés részleges, a minimumkor nem figyelhető meg állandó fényességű időszak.



4.87. ábra. Egy fedési kettőscsillag változásának idealizált fénygörbéje

A fedési kettősök fénygörbéje azonban általában nem olyan egyszerű, mint az a 4.87. ábrán látható. A fénygörbe különböző torzulásai hasznos ismereteket szolgáltatnak egyes pályaelemekről és a komponensek fizikai tulajdonságairól. A fénygörbe a következő okok miatt szenvedhet alakváltozást:

- a) a pálya nagy excentricitása,
- b) szélsötétedés,
- c) reflexiós effektus,
- d) a komponensek alakdeformációja,
- e) tömegcseré és gázáramok a komponensek között,
- f) az apszisvonal (a nagytengely iránya) mozgása.

Az imént felsorolt effektusok miatt a fénygörbe többféleképpen deformálódhat: a mellékminimum nem szimmetrikusan helyezkedik el a két főminimum között; a fénygörbe lekerekítődik, azaz a fényesség állandóan változik. A komponensek közötti gázáramok hatására a fénygörbe bizonyos fázisainál szabálytalan fluktuációk figyelhetők meg.

4.15. táblázat. A különböző típusú kettőscillagok megfigyeléséből azok a pályaelemek határozhatók meg, amelyekhez a + jelet tettük

Pályaelem vagy állapotjelző	Vizuális kettős	Spektroszkópiai kettős		Fedési kettős
		egy- vonalú	két- vonalú	
<i>P</i>	+	+	+	+
<i>a</i>	látszó <i>a</i>	$a \sin i$	$a \sin i$	
<i>e</i>	+	+	+	+
ω	+	+	+	+
<i>T</i>	+	+	+	+
<i>i</i>	+			+
Ω	$\pm(180^\circ)$			
Tömeg	Ha ismert a távolság	$f(M)$	$M_1 \sin^3 i$	
Sugár		becsülhető a színképből és a luminozitásból		R_i/a
Színképtípusok	+	+	+	Többszín-fotometriával
A két csillag luminozitása külön-külön	+	Színkép alapján becsülhető		+
Szélsőtétedés				Elvileg
Alaktorzulás				Elvileg

A 4.15. táblázat összefoglalóan tartalmazza, hogy milyen típusú kettőscillagnál mely pályaelemek és állapotjelzők határozhatók meg (+ jel).

A kettőscillagokra vonatkozó fejlődési elméletek kidolgozása után a kettősöket megpróbálták fejlődési állapotuk szerint osztályozni. Ennek alapján a következő fejlődési fázisokat lehet megkülönböztetni:

- mindkét csillag az összehúzódás állapotában van (a fősorozat előtt),
- mindkét komponens fősorozati csillag,
- a főkomponens tágulása (a kezdetben nagyobb tömegű csillag a főkomponens, ezért az gyorsabban fejlődik),
- a főkomponens fejlődésének végső szakasza,
- a kísérőcsillag tágulása,
- a kísérőcsillag fejlődésének végső szakasza.

A komponensek kezdeti tömegétől és szeparációjától függően a két csillag között tömegátadás jöhet létre. Ez különösen azokban a fejlődési szakaszokban lehet jelentős, amikor valamelyik komponens tágul, és így lehetősége van, hogy a csillag légköre elérjen az érintkező ekvipotenciális felületig (Roche-felület). A kb. tíz évnél hosszabb keringési periódusú kettősök tagjai már elég távol vannak egymástól ahhoz, hogy a kísérő jelenléte ne befolyásolja a másik csillag fejlődését.

A komponensek közötti tömegcsere eredménye az ún. *Algol-paradoxon*. Az *Algol* esetében a kisebb tömegű komponens a fejlettebb, pedig — mint közismert — a nagyobb tömegű csillagok fejlődése a gyorsabb. A paradoxon feloldása a következő: a kezdetben nagyobb tömegű főkomponens gyors fejlődése során olyan állapotot

ért el, amikor a *Roche*-térfogatot kitöltve anyaga elkezdett átáramlani a másik csillagra, s ennek következtében a tömegarány megfordult.

A tömegátadás vagy tömegvesztés következtében megfigyelhető mértékben megváltozik a keringési periódus is. Ezenkívül a periódus akkor is változik, ha a rendszernek harmadik tagja van, vagy az apszisvonal mozgása miatt. Ez utóbbi periódusváltozások periodikusak és látszólagosak (a fény véges terjedési sebessége miatt jönnek létre).

A kettőnél több csillagot tartalmazó rendszerek nem ritkák. A Naphoz hasonló csillagok között az egyedüli, kettős-, hármas- és négyescsillagok aránya 45:46:8:1. Több csillagból álló rendszer esetén a pályák általában nem esnek egy síkba.

Az apszisvonalnak, azaz a nagytengeley irányának elfordulása több ok miatt is bekövetkezhet. Okozhatja a komponensek alakjának deformációja, ekkor ugyanis a csillagok már nem kezelhetők tömegpontként, de relativisztikus effektus és a rendszerben jelen lévő további csillagok is okozhatják. Az apszisvonal egyszeri körülfordulásának ideje több nagyságrenddel hosszabb, mint a keringési periódus.

A kettőscsillagoknál fellépő tömegátadás további következménye, hogy a csillagok körül igen jelentős mennyiségű anyag halmozódhat fel (cirkumsztelláris anyag). Ennek az anyagnak a jelenléte általában a kettősök színekéből ismerhető fel (pl. emissziós vonalak), de fedési változóknál a fénygörbe és a periódus változása is utalhat a kiáramló anyagra. A cirkumsztelláris anyag jelenléte miatt sok kettőscsillag egyúttal fizikai változócsillag is.

Ugyancsak a komponensek közötti tömegátadás következménye a számos kettőscsillagnál megfigyelhető röntgensugárzás. Ez abban az esetben jelentkezik, ha az egyik komponens kompakt objektum (fehér törpe, neutroncsillag, esetleg fekete lyuk). A röntgensugárzás akkor keletkezik, amikor a kísérő csillagról származó anyagot a kompakt csillag befogja. Ezeknek a rendszereknek a röntgensugárzása változó intenzitású, és általában optikai változással is együtt jár.

A tömegátadás megindulásához elegendő, ha csak az egyik csillag mérete nő meg annyira, hogy kitölti az érintkező ekvipotenciális felület által bezárt tartományt. Előfordul az is, hogy mindkét csillag kitölti a *Roche*-térfogatot. Ekkor *érintkező*, vagy *kontakt rendszerekről* beszélünk. A kontakt kettősök tipikus képviselői a *W UMa* típusú fedési változók. Ezeknél a csillagoknál a két komponenst közös burok veszi körül, ami a csillagok légkörének felel meg.

Bár a kettőscsillagok tulajdonságait és fejlődésüket kielégítő mértékben ismerjük, nem mondható el ugyanez a kettős- és többszörös csillagok keletkezéséről. A fő gond az, hogy hogyan tettek szert a kettőscsillagok a keringéshez szükséges impulzusnyomatékra. Biztosan nem a Tejútrendszer rotációja révén, mivel a kettősrendszerek pályasíkja véletlenszerűen oszlik el, és a Tejút fő síkja a kettősök között nem kitüntetetten gyakori pályasík. A keletkezési elméletnek meg kell magyarázni a kettős- és többszörös csillagok előfordulási arányát is. Nincs kizárva, hogy a kettőscsillagok többféleképpen is kialakulhatnak.

Irodalom

- BALIUNAS, S. L., HARTMANN, L.: *Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun*. Springer Verlag, Berlin 1984.
- BASCHEK, B., KEGEL, W. H., TRAVING, G.: *Problems in Stellar Atmospheres and Envelopes*. Springer Verlag, Berlin 1975.
- BECKER, W.: *Sterne und Sternsysteme*. Verlag von Theodor Steinkopff. Dresden 1950.
- CARSON, T. R.: *Stellar Opacity in Stellar Evolution*. Ed.: CHIN, H. Y. and MURIEL, A. MIT Press, Cambridge 1972.

- CLAYTON, D. D.: Principles of Stellar Evolution and Nucleosynthesis. The University of Chicago Press, Chicago 1983.
- COWLEY, C. R.: The Theory of Stellar Spectra. Gordon and Breach, New York 1970.
- EDDINGTON, A. S.: Der Innere Aufbau der Sterne. Springer Verlag, Berlin 1928.
- General Catalogue of Variable Stars. 4. kiadás, Nauka, Moszkva 1985.
- HOFFMEISTER, C.: Veränderliche Sterne. 2. kiadás, Johann Ambrosius Barth, Leipzig 1984.
- JEFFERIES, J. T.: Spectral Line Formation. Blaisdel Publ. Co. Waltham, Massachusetts 1968.
- KAPLAN, S. A.: Interstellar Gas Dynamics. Pergamon Press, Oxford, 1966.
- Каплан, С. А., Пикельнер, С. Б.: Физика межзвёздной среды. Наука, Москва 1979.
- LANDOLT—BÖRNSTEIN. Numerical Data and Functional Relationships in Science and Technology. New Series. Ed.: HELLWEGE, K. H. Group VI: Astronomy, Astrophysics and Space Research. Volume I: Astronomy and Astrophysics. Ed.: VOIGT, H. H. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York 1965, 1982.
- MARIK M.: Fejezetek az elméleti asztrofizikából. Egyetemi jegyzet. Tankönyvkiadó, Budapest 1971.
- Мартынов, Д. Я.: Курс общей астрофизики. Наука, Москва 1965.
- MIHALAS, D.: Stellar Atmospheres. W. H. Freeman and Co. San Francisco 1978.
- MORGAN, W. W., KEENAN, P. C.: Spectral Classification. Ann. Rev. of Astronomy and Astrophysics 11 (1973) 23.
- MORGAN, W. W., KEENAN, P. C., KELLMAN, E.: An Atlas of Stellar Spectra. With an Outline of Spectral Classification. The University of Chicago Press 1942.
- SCHEFFER, H., ELSASSER, H.: Physik der Sterne und der Sonne. Bibliographisches Institut AG, Zürich 1974.
- SMITH, E. P., JACOBS, K. C.: Introductory Astronomy and Astrophysics. W. B. Saunders Co. Philadelphia 1973.
- SPITZER, L.: Physical Processes in the Interstellar Medium. John Wiley and Sons, New York 1978.
- STRAND, K. A.: Basic Astronomical Data. Stars and Stellar Systems, vol. III. The University Press of Chicago 1963.
- TASSOUL, J. L.: Theory of Rotating Stars. Princeton University Press, Princeton 1978.
- UNNO, W., OSAKI, Y., ANDO, H., SHIBAHASHI, H.: Nonradial Oscillations of Stars. University of Tokyo Press, 1979.
- UNSÖLD, A.: Physik der Sternatmosphären. Springer Verlag, 1968.
- UNSÖLD, A.: Der neue Kosmos. Springer Verlag, Berlin 1967.
- VANYSEK, V.: Základy astronomie a astrofyziky. Academia, Praha 1980.
- VOGT, H.: Aufbau und Entwicklung der Sterne. Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig 1957.
- WALDMEIER, M.: Einführung in die Astrophysik. Verlag Birkhauser, Basel, 1948.
- JA. B. ZELDOVICS, SZ. I. BLINNYIKOV, NY. I. SAKURA: A csillagszerkezet és csillagfejlődés alapjai. Gondolat, Budapest 1988.

5. SZTELLÁRASZTRONÓMIA

5.1. A Tejútrendszer alapvonásai

A csillagok általában nem magányosan találhatók a világtérben. Sok milliárdnyi társukkal együtt csillagrendszereket, ún. *galaxis*okat alkotnak. Ezek egyike a *Tejútrendszer* (vagy *Galaxis*), amelybe a mintegy 5000, szabad szemmel is látható és további 100-200 milliárd csillag mellett a mi Napunk is tartozik. Az égbolttal alkotott vetületének legnagyobb felületi sűrűségű része a Tejút formájában — gyakorlatlan észlelő számára is — szembetűnő. Galaxisunk neve a görög mitológiából ered. Eszerint *Zeusz* a halandó *Alkmenet*ől született gyermekét — *Herkulest* — feleségével, *Hera* istennővel szoptatta, hogy halhatatlanná tegye. *Herkules* — akinek már csecsemőkorában is emberfeletti ereje volt — olyan erővel szívta a tejet, hogy az széles sávban szétömlött az égen, és Tejútként (γ αλαξίας) ott azóta is látható. Más kultúrkörökben természetesen más metaforákkal is találkozunk. A Kalahári-sivatag kung busman benszülőttei pl. úgy vélekednek, hogy a Tejút az „éjszaka gerince”. Azt hiszik, hogy ez a titokzatosan fénylő sáv tartja az égboltot.

Csillagrendszerünk *anyagának túlnyomó többsége diszkoszhoz vagy lencséhez hasonló alakú térrészt tölt ki*. Ennek legnagyobb átmérője százezer fényév ($\approx 30\,000$ pc, $\approx 9,46 \cdot 10^{17}$ km), erre merőleges kiterjedése pedig tizenötezer fényév. A Nap a „lencse” fő szimmetriásíkjától (az ún. galaktikai fősíktól) 45 fényévnnyire északra, a középponttól 30 ezer fényévnnyire helyezkedik el, azaz a Tejútrendszer külső harmadában. Galaxisunk centrumában sűrű, fényes *mag* található, amely sok-sok millió igen idős csillagból és intersztelláris (csillagközi) anyagból áll. Egyes elképzelések szerint *magában a középpontban* a Napénál néhány százmilliószor nagyobb tömegű *hipercsillag* helyezkedik el, melynek időszakonkénti aktivitása az egész csillagrendszer életére döntő hatással van. A magot körülölelő *korong* össztömegének mintegy 10%-a diffúz gáz, ill. por, és emellett a legkülönbözőbb korú csillagok alkotják. Azonban míg az idős csillagok a korongban nagyjából egyenletesen helyezkednek el, a fiatalok a csillagközi anyaggal együtt elsősorban a — külső szemlélő számára felülnézetben jól kivehető — *spirálkarok*ba koncentrálnak. Oldalnézetben a Tejútrendszer központi része jól kivehetően kidudorodik, és a fő szimmetriásík mentén fontos szerkezetű sötét sáv formájában jól észlelhető a fényt elnyelő csillagközi anyag. Ebből az irányból vehető ki a legjobban a Galaxis többi részét gömbszimmetrikusan körülvevő és átható gömbhalmazokból (lásd később) és magányos, idős csillagokból álló galaktikus *halo*. A magnál, de még a korongnál is sokkal ritkább, kisebb anyag-sűrűségű halo átmérője mintegy 160 ezer fényév.

5.1.1. Sztellárstatisztikai vizsgálatok

Galaxisunk méreteinek, alakjának és szerkezetének megismerése számunkra igen bonyolult feladat, mivel a rendszert csak belülről figyelhetjük meg, és megfigyeléseinket még ráadásul a csillagközi fényelnyelés is akadályozza. (A Tejútrendszer fősíkja mentén csak 5000...10 000 pc messze „látunk el”.) Megbízható adataink csak a Nap néhány ezer fényéves környezetéről vannak.

A Tejútrendszer pontos feltérképezéséhez szükségünk lenne a rendszerhez tartozó összes objektum térkoordinátáinak ismeretére. Eltekintve a szükséges távolság-meghatározások során felmerülő elvi és gyakorlati nehézségektől, ilyen megoldás már csak a csillagok hallatlanul nagy száma miatt sem lehetséges. Így tehát *statisztikai módszereket* kell használnunk.

A *sztellárstatisztikában* a nagy csillagkatalógusokból kiválasztott vagy speciálisan észlelt csillagcsoportok átlagos jellemzőiből (közepes látszó fényesség, színképtípus, mozgásállapot stb.) a valószínűségszámítás, ill. matematikai statisztika alkalmazásával következtetnek a térbeli eloszlásra.

A Tejútrendszer méreteinek és alakjának meghatározását W. HERSCHEL már a XVIII. század végén megkísérelte. Az égbolt 1088 kiválasztott területén, amelyek mindegyike $1/4^\circ$ átmérőjű volt, távcsövében látható minden csillagot megszámlált. Ha a Galaxis csillagai a távcső látómezeje által kitüntetett kúpban egyenletes térbeli eloszlásúak lennének, és nem volna intersztelláris fényelnyelés, úgy számukból egyértelműen lehetne következtetni arra a távolságra, amennyire tőlünk a Tejútrendszer határa a kiválasztott irányban húzódik, feltéve, hogy még a szélső csillagok is láthatók. Ilyen eloszlást feltételezve HERSCHEL azt az eredményt kapta, hogy a Galaxis 1:5 arányban lapult, szabálytalan körvonalú rendszer.

HERSCHEL alapgondolatát századunk elején ismét felelevenítették. J. C. KAPTEYN holland csillagász vezetésével 206, átlag $1^\circ \times 1^\circ$ nagyságú területet választottak ki (ún. selected areas), nagyjából egyenletesen elosztva az éggömbön. Ezekhez még 46 mezőt csatoltak a galaktikai ekvátor mentén. Minden mezőben megszámlálták a megfigyelhető csillagokat, és katalogizálták specifikus tulajdonságaikat (fényesség, színképtípus, sajátmozgás, radiális sebesség, parallaxis). Az ily módon összegyűjtött hatalmas statisztikai anyagon alapul az *5.1. táblázat*, amely azt adja meg, hogy különböző látszólagos határmagnitúdókig hány csillag található négyzetfokként különböző galaktikai szélességeken.

Már e táblázat alapján is szembeötlenek a következő összefüggések:

- a Tejútrendszer a galaktikai ekvátorra vonatkozóan nagymértékben szimmetrikus felépítésű;
- a Tejút sávjának feltűnő csillaggazdagságát főként igen halvány, tehát átlagosan nagyon messze fekvő objektumok okozzák.

5.1. táblázat. A különböző galaktikai szélességeken és határmagnitúdókig négyzetfokként található csillagok száma

$m \backslash b$	+90°-tól +40°-ig	+40°-tól +20°-ig	+20°-tól 0°-ig	0°-tól -20°-ig	-20°-tól -40°-ig	-40°-tól -90°-ig
6	0,05	0,06	0,10	0,13	0,06	0,05
10	2,4	3,6	6,5	7,2	3,8	2,5
14	66	135	347	417	152	78
18	930	2700	11 000	13 200	2640	892

A csillagok számának még kisebb látszólagos fényességekre való extrapolálása útján képet kaphatunk a Tejútrendszerben található összes csillag számáról. Ennek a — természetesen bizonytalan — számításnak az eredménye kereken 30 milliárd csillag. Ha még figyelembe vesszük, hogy az intersztelláris fényelnyelés és az esetlegesen igen kicsiny abszolút fényesség következtében a csillagok nagy hányadát nem tudjuk megfigyelni, kapjuk azt a jól ismert becslést, hogy Galaxisunkhoz nagyságrendileg 10^{11} csillag tartozik.

5.1.1.1. A sztellarstatistika alapegyenlete

A csillagok számának különböző mérvű növekedése a látszólagos fényesség csökkenésével a sztellarstatistika elsődleges megállapítása. Ennek segítségével kell a *csillagok térbeli eloszlását* (mindenekelőtt a kiválasztott égi területek által adott kúpokban) meghatározoznunk. A csillagszámlálásokon alapuló statisztikai vizsgálatok „nyersanyagát” a következő két függvény adja:

$A(m)$ az egy négyzetfokra eső csillagok száma az $m \pm 1/2$ látszólagos magnitúdó-intervallumban;

$N(m)$ az m látszólagos magnitúdónál fényesebb csillagok száma négyzetfokonként.

Nyilvánvaló, hogy közöttük a következő egyszerű reláció áll fenn:

$$dN(m) = A(m)dm. \quad (5.1.0)$$

Egyszerűen kimutatható, hogy egyenletes csillagsűrűségű, fényelnyelés nélküli térben

$$\log N(m) = 0,6m + \text{konstans}. \quad (5.1.1)$$

A galaktikai fősík mentén és az északi galaktikai pólus környékén végrehajtott csillagszámlálások legfontosabb adatainak összehasonlítását szolgálja az 5.2. táblázat, melynek alapján Tejútrendszerünk alábbi három tulajdonsága azonnal belátható:

— Míg a fényes csillagok ($m < 8$) nagyjából szférikus eloszlást mutatnak, a Tejút sávja mentén sokkal több halvány csillag található, mint a galaktikai pólusok környékén.

— Míg az idő- és felületegységenként beérkező fényenergia a pólus környezetében főként fényes csillagoktól származik, a Tejút ragyogását elsősorban az $m = 13$ körüli halvány csillagok összemosódó sugárzása adja.

— $\Delta \log A(m)$ mindig kisebb, mint az (5.1.1) alapján várt 0,6. Ebből arra következtethetünk, hogy a csillagok számsűrűsége tőlünk távolodva csökken, és (vagy) az intersztelláris térben a fényelnyelés nem hanyagolható el.

Az l, b galaktikai irány körül végrehajtott, S színképtípusra és luminozitási osztályra korlátozott számlálások eredményét értelemszerűen $A(m, l, b, S)$ -sel, ill $N(m, l, b, S)$ -sel jelöljük. Az ilyen formába öntött empirikus anyagra támaszkodva igyekszünk meghatározni a csillagok távolságtól, iránytól, luminozitási osztálytól és színképtípustól függő $F(r, l, b, M, S)$ térbeli sűrűségfüggvényét. Szem előtt tartva, hogy vizsgálatainkat mindig valamely adott l, b irány körüli meghatározott szögterületben végezzük, az iránykoordinátákat a továbbiakban elhagyjuk.

Általában feltesszük, hogy F a $D_5(r)$ és $\Phi(M, S)$ függvények szorzatára bontható. Ezek közül az első az S színképtípusú csillagok r -től függő térbeli sűrűségét

5.2. táblázat. A galaktikai fősík mentén és az északi galaktikai pólus környékén végrehajtott csillagszámlálások alapadatai
 $[L(m) = I(m)A(m)$, ahol $I(m)$ az m látszólagos magnitúdójú csillagról idő- és felületegységenként beérkező fénycsillagenergia.]

m	$b=0^\circ$		$b=90^\circ$		$A(0^\circ)/A(90^\circ)$	$L(m, 0^\circ)$	$L(m, 90^\circ)$
	$\log A(m)$	$\Delta \log A(m)$	$\log A(m)$	$\Delta \log A(m)$			
4	0,2-2		0,68-3		3,3	4,0	1,2
		0,52		0,50			
5	0,72-2		0,18-2		3,5	5,2	1,5
		0,47		0,46			
6	0,19-1		0,64-2		3,5	6,1	1,7
		0,44		0,44			
7	0,63-1		0,08-1		3,6	6,7	1,9
		0,47		0,42			
8	0,10		0,50-1		4,0	7,9	2,0
		0,48		0,42			
9	0,58		0,92-1		4,6	9,6	2,1
		0,46		0,36			
10	1,04		0,28		5,8	11,0	1,9
		0,46		0,35			
11	1,50		0,63		7,4	12,6	1,7
		0,44		0,35			
12	1,94		0,98		8,7	13,8	1,5
		0,41		0,31			
13	2,35		1,29		11,5	14,1	1,2
		0,41		0,26			
14	2,76		1,57		15,5	14,4	0,9
		0,35		0,23			
15	3,15		1,80		22,4	14,1	0,6
		0,31		0,26			
16	3,46		2,06		25,0	11,5	0,5
		0,38		0,22			
17	3,84		2,28		36,4	11,0	0,3
		0,36		0,22			
18	4,2		2,50		50	10,0	0,2
		0,30		0,2			
19	4,5		2,7		63	7,9	0,1
		0,2		0,1			
20	4,7		2,8		80	5,0	0,1
		0,2		0,1			
21	4,9		2,9		100	3,1	

adja meg (egységnek véve a Nap környezetében tapasztalt sűrűséget), a második — az ún. luminositási függvény — pedig azt rögzíti, hogy a Nap környezetében pc^3 -ként hány M abszolút magnitúdójú és S színképtípusú csillag található (5.3. táblázat). Nyilvánvaló, hogy

$$F(r, M, S) dr dM = D_S(r) dr \Phi(M, S) dM. \quad (5.1.2)$$

5.3. táblázat. A $\Phi(M, S)$ luminositási függvény értékei 10^{-6} csillag/pc³ egységekben

$M_{v,z}$	O	B	A	F	G	K	M
-7	$2 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-4}$		
-6	$5 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$	10^{-3}	10^{-3}	10^{-3}	$4 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-4}$
-5	0,001	0,025	0,01	0,006	0,008	0,004	0,010
-4	0,003	0,16	0,01	0,016	0,025	0,012	0,012
-3	0,01	0,50	0,05	0,08	0,08	0,1	0,06
-2	0,01	2,5	0,08	0,2	0,3	0,6	0,4
-1	0,01	12,5	1	1,6	1	2,5	3
0	0,001	20	20	2	8	25	10
1	0	30	100	30	30	120	10
2	0	20	200	160	50	110	0
3	0	10	80	700	150	100	0
4	0	0	30	1200	700	100	0
5	0	0	0	600	2000	300	0
6	0	0	0	200	1500	1500	10
7	0	0	0	100	800	3000	100
8	0	0	0	10	400	2500	1000
9	0	0	0	0	200	1500	3000
10	0	10	0	0	0	400	8000
11	0	100	30	10	0	200	9000
12	0	200	400	100	0	100	10^4
13	0	400	600	300	100	400	10^4
14	0	800	1000	1000	600	800	10^4
15	0	1500	2000	1000	1500	1200	8000
16	0	3000	5000	3000	3000		6000

Induljunk most ki az égbolt valamely $1^\circ \times 1^\circ$ területéről kapott $A(m, S)$ függvényből. Egy tőlünk r távolságra levő csillag m látszólagos és M abszolút magnitúdója között a jól ismert

$$M = m + 5 - 5 \log r - a(r) \quad (5.1.3)$$

összefüggés áll fenn, ahol $a(r)$ a magnitúdóskálán kifejezett, távolságfüggő interosztelláris fényelnyelést adja meg. Ha ω -val jelöljük azt a térszöget, amely alatt a kiválasztott égi területet látjuk, az r távolságban elhelyezkedő, dr vastagságú térfogatelem nyilván a $dV = \omega r^2 dr$ alakban írható, és így ebből a térrészből csillagszámlálásunkhoz a

$$dA(m, S) = \Phi[m + 5 - 5 \log r - a(r), S] D_S(r) \omega r^2 dr \quad (5.1.4)$$

hozzájárulást kapjuk. Innen r -re integrálva kapjuk, hogy

$$A(m, S) = \omega \int_0^\infty \Phi[m + 5 - 5 \log r - a(r), S] D_S(r) r^2 dr \quad (5.1.5)$$

A különböző színek típusokat összevonva (5.1.5) a következő alakban írható fel:

$$A(m) = \omega \int_0^\infty \Phi[m + 5 - 5 \log r - a(r)] D(r) r^2 dr, \quad (5.1.6)$$

$$\Phi(M) = \sum_S \Phi(M, S)$$

és

$$D(r) = \sum_S D_S(r).$$

A $D_S(r)$ -re, ill $D(r)$ -re vonatkozó integrálegyenlet megoldható, ha

- a) $A(m, S)$, ill. $A(m)$ empirikusan adott;
- b) $a(r)$ elméleti vagy gyakorlati úton meghatározható;
- c) $\Phi(M, S)$, ill. $\Phi(M)$ ismeretes.

Mielőtt rátérnénk a megoldás módjára, két megjegyzésünk van. Először is világosan kell látnunk, hogy bár a szereplő integrálok látszólagos magnitúdó határértéke formálisan végtelen, mivel az $M_{viz} < -8,5$ luminozitás tartományban gyakorlatilag nincs csillag, sőt már az $M_{viz} < -6$ egyenlőtlenség is csak igen ritkán teljesül, csillagszámlálásaink távolsághatára a

$$\log r = 1 + 0,2(m + 6) - 0,2 a(r) \quad (5.1.7)$$

összefüggéssel adható meg. A galaktikai fősík mentén átlagosan $1^m/(1000 \text{ pc})$ fényelnyeléssel számolva, a hatótávolság (5.1.7) alapján 7600 pc, ha a csillagszámlálások látszólagos határmagnitúdója 16^m , és 10 800 pc, ha ezt a határt 20^m -ig terjesztjük ki. A megfelelő határ természetesen az abszolút fényesség függvénye, és pl. egy fősorozati A csillagra nézve ($M = +1$) már csak 2300 pc, ill. 5400 pc.

A második megjegyzés az általános és a meghatározott színképtípusra korlátozódó csillagszámlálások közötti különbségeket érinti. Az elsősorban korábban elterjedt általános számlálások két okból is kisebb értékűek:

- a) Ha a különböző színképtípusokat együtt kezeljük, fel kell tételeznünk, hogy $\Phi(M)$ a vizsgálatainkhoz felhasznált térrészben mindenütt ugyanaz. Ez még a Galaxis fősíkja mentén is elég durva közelítés, magasabb szélességek felé haladva pedig teljesen hamis képet ad egyrészt a különböző populációjú, másrészt pedig az eltérő színképtípusú csillagok z -vel változó relatív gyakorisága következtében. A fiatal O és B típusú csillagok pl. igen erősen koncentrálnak a fősík közelében, míg a későbbi színképosztályok felé haladva egyre kevésbé ez a helyzet (5.1. ábra).
A

$$D_S(z) \approx D_S(0) \exp(-z/\beta)$$

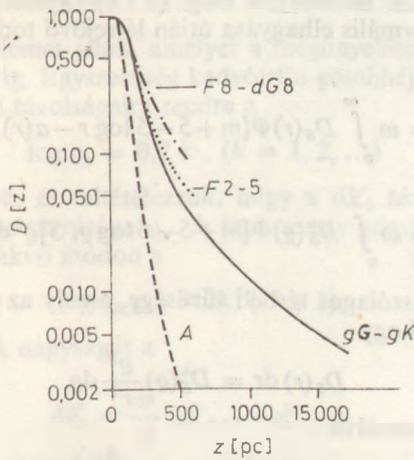
formulával jól közelíthető sűrűségeloszlások skálamagasságait (vagyis β értékeit) az 5.4. táblázat szolgáltatja.

Ha viszont jól körülhatárolt színkép- és luminozitási osztállyal dolgozunk, $\Phi(M, S)$ a szóban forgó csillagok abszolút fényességének az \bar{M} középpérték körüli eloszlását írja le, és nagymértékben független attól, hogy a Galaxis mely részén folytatjuk vizsgálatainkat.

- b) Az általános csillagszámlálásoknál látnunk kell, hogy adott m látszólagos magnitúdó esetén valamely M_1 abszolút fényességű csillag r_1 , míg egy M_2 fényességű r_2 távolságból járul hozzá $A(m)$ megfigyelt értékéhez. Így $A(m)$ -et mind $D(r_1)$, mind $D(r_2)$ befolyásolja, és a szerepet játszó távolságtartomány annál szélesebb lesz, minél különbözőbb abszolút magnitúdójú csillagok kerülnek bele az empirikus anyagba. $D(r)$ esetleges távolságfüggése így tehát „elmosódik”. Másfelől, ha az $A(m, S)$ összefüggéssel dolgozunk, akkor M szórása és vele a szóba jövő távolságintervallum kicsiny lesz; így $D_S(r)$ -ről sokkal valóságosabb kép kapható.

Fentiek alapján érthető, hogy a modern csillagszámlálási programok minden esetben figyelembe veszik a szinképtípust is, ha erre lehetőség nyílik.

Most térjünk rá az (5.1.5) alapegyenlet megoldására. Az interstelláris abszorpció legfontosabb ismérveit és meghatározásának módját az 5.4. fejezetben tárgyaljuk



5.1. ábra. A különböző szinképtípusú csillagok sűrűségeloszlása a galaktikai fősíkra merőleges (z) irányban. [A $D(0)$ sűrűséget minden típusra nézve önkényesen 1-nek vettük.]

5.4. táblázat. Különböző galaktikus objektumok z irányú sűrűségeloszlásának skálamagasságai (β)

Objektum	β [pc]	Jellemző populáció
O	50	I
B	60	I
A	115	I
F	190	Kevert
dG	340	Kevert
dK	350	Kevert
dM	350	Kevert
dG	400	Kevert
gK	270	Kevert
Csillagközi por és gáz	125	I
Cefeidák	45	I
Nyílthalmazok	80	I
Novák	200	Korong II
Planetáris ködök	260	Korong II
RR Lyrae csillagok ($P < 0,5$ nap)	900	Korong II
RR Lyrae csillagok ($P > 0,5$ nap)	3000	Halo II
W Virginis csillagok (II. populációs cefeidák)	2000	Halo II
Szubtörpék	3000	Halo II
Gömbthalmazok	4000	Halo II

majd. Most csak szem előtt tartjuk, hogy $a(r)$ általában nagyobb, mint nulla, és a csillagok térbeli sűrűségeloszlását átmenetileg a

$$\varrho = r 10^{0,2a(r)} \quad (5.1.8)$$

látszólagos távolságskálán határozzuk meg, (5.1.8) egyszerűen (5.1.3) folyománya, ha az abszorpciós tag formális elhagyása útján létrejövő torzított távolságokat ϱ -val jelöljük. Eszerint tehát

$$\begin{aligned} A(m, S) &= \omega \int_0^{\infty} D_S(r) \Phi[m+5-5 \log r - a(r), S] r^2 dr = \\ &= \omega \int_0^{\infty} D_S^*(\varrho) \Phi[m+5-5 \log \varrho, S] \varrho^2 d\varrho. \end{aligned} \quad (5.1.9)$$

Itt $D_S^*(\varrho)$ a csillagok látszólagos térbeli sűrűsége, amely az (5.1.8) távolságskálának felel meg. Nyilvánvaló, hogy

$$D_S(r) dr = D_S^*(\varrho) \frac{\varrho^2}{r^2} d\varrho, \quad (5.1.10)$$

vagy ϱ definícióját felhasználva

$$D_S(r) = D_S^*(\varrho) \left(1 + 0,2fr \frac{da}{dr} \right) 10^{0,6a(r)}, \quad (5.1.11)$$

ahol $f = \ln 10 = 2,302, \dots$. $D_S^*(\varrho)$ kiszámítása után tehát $D_S(r)$ egyszerűen meghatározható, ha a csillagközi fényelnyelés mértékét ismerjük a távolság függvényében. Ha ez többszínfotometriai vagy spektroszkópiai észlelések alapján nem ismert, akkor — a már használt — $a(r) = kr$ becsléssel élünk. (A megfigyelések szerint $k = 1-2$ mag/1000 pc a Galaxis fősíkja mentén.) Ennek alapján

$$D_S(r) = D_S^*(\varrho) 10^{0,6kr} (1 + 0,2fkr) \quad (5.1.12)$$

A csillagközi fényelnyelés hatásának érzékeltetésére bemutatjuk az $a(r) = kr$, $\varrho(r)$ és $D_S^*(\varrho)/D_S(r)$ függvények alakulását a 4000 pc-ig terjedő távolságtartományban (5.5. táblázat).

$D_S(r)$ meghatározása általában a következő — lényegében még J. C. KAPTEYNTŐL származó — módszer szerint történik. Először is az (5.1.5) összefüggésben szereplő

5.5. táblázat. Az interstelláris abszorpció hatása a csillagszámlálások útján meghatározott térbeli sűrűségekre (k [mag/(1000 pc)])

r [pc]	$a(r)$ [magnitúdó]	ϱ [pc]	$D_S^*(\varrho)/D_S(r)$
0	0,00	0	1,00
10	0,01	10	0,98
100	0,10	105	0,83
200	0,20	219	0,69
500	0,50	630	0,41
800	0,80	1 155	0,24
1000	1,00	1 580	0,17
4000	4,00	25 200	0,0014

integrált egymáshoz csatlakozó, véges vastagságú gömbhéjakban fellépő függvényértékek összegével közelítjük:

$$A(m, S) \approx \sum_{k=1}^{\infty} D_S^*(\varrho_k) \Phi(m+5-5 \log \varrho_k, S) dV_k, \quad (5.1.13)$$

ahol dV_k azt a térfogatelemet jelöli, amelyet a megfigyelések által adott ω térszög a k -adik gömbhéjból kivág. Egyszerűség kedvéért a gömbhéjak határait úgy választjuk, hogy középfelületeik távolságaira rendre a

$$\log \varrho_k = 0,2 k \quad (k = 1, 2, \dots) \quad (5.1.14)$$

egyenlőségek teljesüljenek, és feltételezzük, hogy a dV_k térfogatelemben található minden csillag látszólagos távolsága ϱ_k . A szukcesszív gömbhéjak határfelületeinek $\varrho_{k,k+1}$ távolságait kézenfekvő módon a

$$\log \varrho_{k,k+1} = 0,1(2k+1), \quad (5.1.15)$$

míg a dV_k térfogatelemek nagyságát a

$$dV_k = \frac{\omega}{3} (\varrho_{k,k+1}^3 - \varrho_{k-1,k}^3) \quad (5.1.16)$$

összefüggések adják meg ($\varrho_{0,1}=0$, ω -t szteradiánban mérjük).

Hanyagoljuk el most egy pillanatra a színeképtípustól való függést, és az égbolt valamely $1^\circ \times 1^\circ$ -os területére vonatkozóan készítsük el a

$$\Phi[M(m, \varrho_k)] dV_k = \Phi[m+5-5 \log \varrho_k] dV_k$$

kétparaméteres (m, ϱ_k) táblázatot, ahol $\Phi(M)$ a van Rhijn-féle általános luminozitási függvény (5.6. táblázat). Az új táblázat első oszlopába a szukcesszív k értékeknek megfelelő $\log \varrho_k$, utolsó oszlopába $\log dV_k$ kerüljön, a többi helyekre pedig $\Phi[M(m, \varrho_k)] dV_k$, azaz a dV_k térfogatelemben foglalt, m látszólagos magnitúdójú csillagok száma, azon feltevéssel mellett, hogy $D_S^*(\varrho_k) \equiv 1$ (lásd az 5.7. táblázatot). (Gyakorlati okokból a táblázat sorait $k=5$ -től kezdjük, és az első térfogatadat a $\varrho_{5,6} = 12,6$ pc sugarú gömbből kivágott térrészre vonatkozik). Ezek után hozzáfoghatunk $D^*(S)$ meghatározásához. Első közelítésben feltesszük, hogy $D^*(\varrho) \equiv 1$, azaz a csillagok térbeli sűrűsége minden ϱ_k -ra megegyezik azzal, amit a Nap környezetében tapasztaltunk. Összegezve az egyes látszólagos magnitúdókhoz tartozó oszlopokat, az $A(m)$ függvény durva közelítését kapjuk meg, ami általában jelentősen el fog térni az észlelt értékektől. Ezután, szukcesszív approximációt alkalmazva, a $D^*(\varrho_k)$ sűrűségeket addig változtatjuk, amíg a megfigyelt $A(m)$ eloszlással elfogadható egyezést nem kapunk. Ha az $a(r)$ interstelláris abszorpció valamilyen módszerrel meghatározható, akkor a $\varrho \rightarrow r$ és $D^*(\varrho) \rightarrow D(r)$ átszámítás a már korábban ismertezett módon elvégezhető, és ezzel a csillagok valódi térbeli sűrűségeloszlása is ismertté válik.

Bár a $\Phi(M, S)$ függvény tisztán numerikus kezelése és a sztelárstatistika alapegyenletének numerikus módszerekkel történő megoldása a nagy teljesítményű számítógépek korában nem okoz nehézséget, a problémakör jobb megértéséhez ma is igen hasznos az analitikai megoldások ismerete. A következőkben $D_S(r)$ meghatározásának G. MALMQUISTTÓL származó analitikai eljárását írjuk le.

MALMQUIST — jó egyezéssel a tapasztalattal — feltételezi, hogy egy adott színeképtípusra szorítkozva a csillagok abszolút fényessége normális eloszlású, azaz a lumi-

5.6. táblázat. A van Rhijn-féle általános luminozitási függvény
(a kettősponttal megjelölt adatok kevésbé megbízhatóak)

M	$\log \Phi(M) + 10$		$\Phi(M) \times 10^4$ per pc ³		$(L/L_{\odot}) \times 10^4$ per pc ³		$(M/M_{\odot}) \times 10^4$ per pc ³
	M_{rot}	M_{viz}	M_{rot}	M_{viz}	fotografikus	vizuális	
-7	1,0	0,7			1		0,0003
-6	1,9	1,6			2	1	0,002
-5	2,8	2,6	0,0006	0,0004	6	4	0,011
-4	3,6	3,4	0,004	0,0025	16	10	0,045
-3	4,1	4,0	0,01	0,01	20	16	0,10
-2	4,6	4,6	0,04	0,04	25	25	0,25
-1	5,2	5,28	0,15	0,2	40	48	1,0
0	5,84	5,98	0,7	1	69	96	4
1	6,38	6,54	2	3	96	138	10
2	6,64	6,74	4	6	69	91	13
3	6,89	7,05	8	11	49	71	20
4	7,15	7,32	14	21	35	52	25
5	7,32	7,47	21	30	21	30	30
6	7,42	7,56	26	36	10	14	30
7	7,48	7,59	30	40	5	6	30
8	7,53	7,65	34	45	2	3	26
9	7,62	7,74	42	55	1	1	30
10	7,82	7,89	46	78	1	1	40
11	7,90	7,97	80	93			35
12	7,95	8,06	90	115			32
13	8,04	8,11	110	130			28
14	8,11	8,15	130	140			25
15	8,15	8,10	140	130			25
16	8,1	8,0	130	100			20
17	8,0	8,0	100	90			18
18	8,0:	7,9:	100:	80:			16
19	8,0:	7,9:	100:	70:			14
20	8,0:	7,8:	100:	60:			12
Összesen:			1328	1334	468	607	485

nozitási függvény az alábbi alakban írható:

$$\Phi(M, S) = \frac{\Phi_0}{\sigma} e^{-(M-M_0)/(2\sigma^2)} \quad (5.1.17)$$

Az egyes színképtípusokra vonatkozó relatív gyakoriságot, az átlagos abszolút fényességet és az akörüli szórást — azaz a Φ_0 , M_0 és σ konstansokat — ismertnek veszi (5.8. táblázat). Az eljárás ismertetésekor az egyszerűség kedvéért feltesszük, hogy $a(r) \equiv 0$. (Reális viszonyok között az így kapott látszólagos sűrűségeloszlást a már korábban ismertetett módon számíthatjuk át a valódira.)

Megfigyelési anyagunkból tekintsük az m látszólagos magnitúdójú csillagokat. Ha ezek mindegyike M_0 abszolút fényrendű lenne, akkor valamennyien a

$$\log r_0 = 0,2(m - M_0 + 5) \quad (5.1.18)$$

5.7. táblázat. A $\Phi[M(m, S_k)] dV_k$ értékeket megadó m, σ_k táblázat
(az utolsó oszlopban megadtuk a $\log dV_k$ értékeket is; az E+4 jelentése 10^4 stb.)

log $\sigma_k = 0,2 k$	m											log dV_k											
	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18		19										
1,0	0	0																				-0,69	
1,2	0	0																					-0,22
1,4	0,01	0,01	0,01																				0,38
1,6	0,02	0,03	0,03	0,03																			0,98
1,8	0,05	0,08	0,10	0,12	0,13	0,16	0,25	0,30	0,34	0,10	0,12	0,13	0,18	0,25	0,30	0,34	0,42	0,49	0,54	0,54	0,54	1,58	
2,0	0,14	0,21	0,32	0,40	0,46	0,51	0,63	1,00	1,18	1,18	1,35	1,66	1,82	2,04	2,52	3,98	4,72	5,38	6,60	6,60	6,60	2,18	
2,2	0,26	0,58	0,85	1,26	1,58	1,82	2,04	2,52	3,98	3,98	4,72	5,38	6,60	8,14	10,0	15,8	18,8	21,4	21,4	21,4	21,4	2,78	
2,4	0,58	1,05	2,29	3,40	5,00	6,30	7,25	8,14	10,0	10,0	15,8	18,8	21,4	28,9	32,4	39,8	45,8	51,3	63,0	74,8	74,8	3,38	
2,6	0,66	2,29	4,18	9,13	13,5	19,9	25,1	28,9	32,4	32,4	45,8	51,3	63,0	81,4	115	129	158	182	204	251	251	3,98	
2,8	0,60	2,63	9,14	16,6	36,3	53,8	79,4	100	115	115	158	182	204	289	398	458	513	630	725	725	725	4,58	
3,0	0,60	2,40	10,5	36,4	66,0	144	214	316	398	398	513	630	814	1150	1580	1820	2040	2510	3000	3000	3000	5,18	
3,2	0,76	2,40	9,55	41,7	155	262	575	853	1260	1260	1580	1820	2040	2890	3400	3400	4580	6300	7250	7250	7250	5,78	
3,4	0,96	3,02	9,55	38,0	166	575	1040	2290	3400	3400	4580	6300	8140	11500	15800	15800	20400	25100	30000	30000	30000	6,38	
3,6	0,60	3,80	12,0	38,0	151	660	2290	4170	9130	9130	13500	19900	25100	34000	45800	45800	63000	81400	100000	100000	100000	6,98	
3,8	0,30	2,40	15,1	47,8	151	604	2630	9140	16600	16600	25100	34000	45800	63000	81400	81400	100000	129000	158000	158000	158000	7,58	
4,0	0,15	1,20	9,55	60,4	190	604	2400	10500	36400	36400	51300	63000	81400	100000	129000	129000	158000	199000	251000	251000	251000	8,18	
4,2	0	0,60	4,78	37,9	240	760	2400	9550	41700	41700	51300	63000	81400	100000	129000	129000	158000	199000	251000	251000	251000	8,78	
4,4	0	0	2,4	15	151	955	3020	9550	38000	38000	45800	63000	81400	100000	129000	129000	158000	199000	251000	251000	251000	9,38	
4,6	0	0	0	9,6	76	600	3800	12000	45800	45800	51300	63000	81400	100000	129000	129000	158000	199000	251000	251000	251000	9,98	

5.8. táblázat. A $\Phi(M, S)$ függvény M_0 és σ paramétere különböző színeképtípusú csillagokra

Színeképtípus	M_0	σ
B0—B1	-3,5	1,0
B2—B3	-2,0	1,1
B5	-1,0	0,9
B8—A0	+0,5	1,0
A2—A5	+2,0	1,0
F0—F5	+3,5	1,0
dF8—dG2	+4,5	1,1
dG5	+6,0	1,1
dG8—dK3	+7,5	1,2
dK	+9,0	1,3
gG	+2,0	0,9
gK	+2,4	0,8

összefüggéssel meghatározott r_0 távolságban helyezkednének el. Miután azonban a valóságban az abszolút fényességek M_0 körül szórnak, $A(m, S)$ észlelt értékéhez r_0 -tól eltérő távolságú csillagok is hozzájárulnak. Mivel észleléseinket kúp (és nem henger) alakú térrészben hajtjuk végre, egyszerűen belátható, hogy az m látszólagos fényességű csillagok közepes abszolút magnitúdója, $\bar{M}(m)$ nem lesz egyenlő M_0 -val, hanem annál kisebb értéket vesz fel. (Bármely ω észlelési térszögre és $r \leq r_0$ távolságra nézve az $r_0 - r, r_0$ rádiuszokkal határolt csonkakúp térfogata kisebb az r_0 , valamint $r_0 + r$ távolságok közé esőnél, így minden szóba jövő pozitív ΔM -re az $M_0 - \Delta M$ magnitúdójú csillagok nagyobb térrészből járulnak hozzá $A(m, S)$ -hez, mint az $M_0 + \Delta M$ fényrendűek.)

Legyen $q(m, r)$ azon m látszólagos fényességű csillagok száma, amelyek az ω észlelési térszögben tőlünk r távolságra találhatóak. (5.1.4) alapján világos, hogy

$$q(m, r) dr = \Phi(m + 5 - 5 \log r) D_S(r) \omega r^2 dr = dA(m, S). \quad (5.1.19)$$

Mivel definíció szerint

$$\bar{M}(m) = \frac{\int_0^{\infty} M(m, r) q(m, r) dr}{\int_0^{\infty} q(m, r) dr}, \quad (5.1.20)$$

azaz (5.1.19) és $M(m, r)$ jelentése alapján

$$\bar{M}(m) = \frac{\int_0^{\infty} (m + 5 - 5 \log r) q(m, r) dr}{A(m, S)}, \quad (5.1.21)$$

(5.1.19) figyelembevételével kapjuk, hogy

$$\bar{M}(m) = \frac{\omega}{A(m, S)} \int_0^{\infty} (m + 5 - 5 \log r) \Phi(m + 5 - 5 \log r, S) D_S(r) r^2 dr. \quad (5.1.22)$$

Mivel (5.1.5) és (5.1.17) alapján

$$A(m, S) = \omega \frac{\Phi_0}{\sigma} \int_0^\infty \exp \left[-\frac{(m + 5 - 5 \log r - M_0)^2}{2\sigma^2} \right] D_S(r) r^2 dr, \quad (5.1.23)$$

és így

$$\frac{dA(m, S)}{dm} = -\frac{\omega}{\sigma^2} \frac{\Phi_0}{\sigma} \int_0^\infty [M(m, r) - M_0] \exp \left[-\frac{(M(m, r) - M_0)^2}{2\sigma^2} \right] D_S(r) r^2 dr,$$

azaz $\bar{M}(m)$ definíciója alapján írhatjuk, hogy

$$\sigma^2 \frac{dA(m, S)}{dm} = -A(m, S) \bar{M}(m) + A(m, S) M_0,$$

végeredményben

$$\bar{M}(m) = M_0 - \frac{\sigma^2}{A(m, S)} \frac{dA(m, S)}{dm} = M_0 - \frac{\sigma^2}{\log e} \frac{d \log A(m, S)}{dm}. \quad (5.1.24)$$

Az $\bar{M}(m) - M_0$ különbséget *Malmquist-korrekciónak* hívjuk. (Miatán $dA/dm \geq 0$, a korábbiakkal egybehangzóan $\bar{M}(m) \leq M_0$.)

MALMQUIST nyomán kimutatható, hogy (5.1.17) alakú luminozitási függvény mellett az adott m látszólagos fényességű csillagok abszolút magnitúdó szerinti megoszlását a

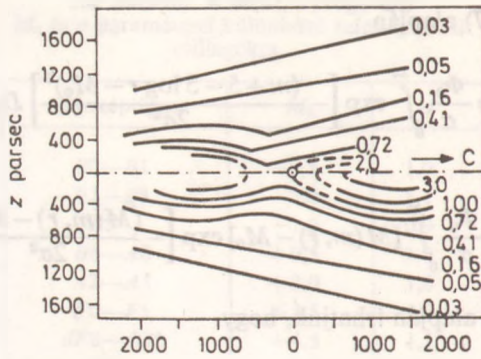
$$\Phi_m(M) = \frac{\Phi_0}{\sigma_m} \exp \left[-\frac{(M - \bar{M}(m))^2}{2\sigma_m^2} \right] \quad (5.1.25)$$

összefüggés adja meg, ahol

$$\sigma_m^2 = \sigma^2 + \frac{\sigma^4}{\log e} \frac{d^2 \log A(m, S)}{dm^2}. \quad (5.1.26)$$

A $D_S(r)$ sűrűségfüggvény meghatározása ezek után a következőképpen történik:

$A(m, S)$ és $\Phi(M, S)$ ismeretében először kiszámítjuk $\bar{M}(m)$ -et és σ_m -et az (5.1.24), ill. (5.1.26) összefüggések alapján. Ezután (5.1.25)-ből nyerjük $\Phi_m(M)$ -et (mindazon m értékekre, melyekre $\bar{M}(m)$ kiszámítható). Ez utóbbi alapján táblázatot készíthetünk, melynek minden adata egy-egy meghatározott (m, M) értékpárhoz tartozó csillagok számát jelenti. Miatán minden (m, M) értékpárra a $\log r = 0,2(m - M) + 1$ összefüggés alapján a hozzá tartozó r távolság adott, táblázatunkat átalakíthatjuk úgy, hogy az m és $\log r$ bemenetekkel rendelkezzen. Ha végül bármely rögzített r -hez tartozó adatokat (azaz az $r, r + \Delta r$ gömbhéjba eső megfelelő csillagok számait) összeadjuk, megkapjuk az $\omega D_S(r) r^2$ kifejezés aktuális értékét. Miatán az ω észlelési térszög ismert, és Δr az észlelési pontosság mellett táblázatunk megfelelő lépésközével egyszerűen, fentiek alapján a $D_S(r)$ csillagsűrűség-eloszlás is ismertté válik. Naprendszerünk 2000 pc-es környezetében az egyes egyforma sűrűségeknek megfelelő vonalak befutását a galaktikai fősíkra merőleges és a Galaxis középpontján áthaladó síkban az 5.2. ábra mutatja be.



5.2. ábra. Az egyforma sűrűségeknek megfelelő vonalak lefutása a Nap 2000 pc-es környezetében. (Sűrűségység a Nap szomszédságában mért sűrűség: $6,3 \cdot 10^{-24}$ g/cm³.) C a Galaxis közép-pontjának irányát mutatja

5.1.2. Populációk

A szteálarstatistikai célokra alkalmazható fotometriai és spektroszkópiái vizsgálatokból kiderült, hogy a Tejútrendszer különböző alrendszerekre tagolódik. W. BAADE, az amerikai Mount Wilson Observatory neves csillagásza nyomán Galaxisunk objektumait térbeli eloszlásuk, mozgásállapotuk, koruk és kémiai összetételük alapján ún. *populációk*ba osztjuk. BAADE-t e fogalom megalkotásakor (1944) mindenekelőtt az a felismerés vezérelte, hogy a nyílt-, ill. gömbhalmazok (lásd a következő fejezetet) szín—fényesség diagramja, valamint térbeli eloszlása feltűnően különbözik egymástól. (Így pl. a gömbhalmazok legfényesebb csillagai vörös színűek, abszolút fényrendjük kb. -3 , és az *Andromeda* galaxis centrális vidékén található legfényesebb csillagokra emlékeztetnek, a fiatal nyílthalmazok legfényesebb tagjai kék színűek, és az említett csillagrendszer spirálkarjaiban található kiemelkedő fényességű csillagokra hasonlítanak.)

BAADE eredetileg csak az I. és II. populációt különböztette meg. Az I. populáció azokat a viszonylag fiatal és fémgazdag csillagokat (valamint az interszteáris anyagot) jelölte, melyek a Galaxis fősíkjához közel fekvő pályákon keringenek. HRD-jük fő ága a kékesfehér szuperóriásokig terjed. A II. populáció mindazokat a korosabb, fémszegény csillagokat tartalmazta, melyek főként a Tejútrendszer magjában és halojában fordulnak elő. HRD-jük főágának *F* színképtípus előtti része gyakorlatilag hiányzik, viszont az óriáság erősen kihangsúlyozott. A populáció fogalom jelentőségét és a Tejútrendszer szerkezetének feltárásában játszott szerepét nagyban növeli az a tény, hogy — mint az már az 50-es években kiderült — a galaktikus távolságméréseknél kiemelkedő jelentőségű három változócsillag fajta közül az I. típusú (vagy klasszikus) δ *Cephei* csillagok I. populációiak, míg a II. típusú δ *Cephei* (vagy *W Virginis*) csillagok, valamint az *RR Lyrae* csillagok a II. populációhoz tartoznak.

Idővel világossá vált, hogy a Baade-féle osztályozást célszerű finomítani. Jelenleg általában öt különböző populációt különböztetünk meg. Ezek a következők: extrém—I., közepes—I., korong—II., közepes—II. és halo—II. populáció. Az egyes populációk tipikus objektumait és legfontosabb jellemzőiket az 5.9. táblázat tartalmazza.

5.9. táblázat. Az egyes populációkhoz tartozó objektumok és legfontosabb jellemzőik

Populáció	Objektum	Z/H [%]	$ z $ [1000 pc]	$ \bar{v}_z $ [km/s]	Kc	M	Kor [10^9 év]
Halo—II. populáció	Gömbhalmazok, szubtörpék, RR Lyrae ($P \cong 0,4$ nap)	0,3...0,1	2,0	75	Erős	16	12...15
Közepes—II. populáció	Gyorsan mozgó csillagok, hosszú- periódusú válto- zók ($P < 250$ nap)	1	0,7	25	Erős	47	10...15
Korong—II. populáció	Planetáris ködök, novák, fényes vörös óriások, RR Lyrae ($P <$ 0,4 nap), a galak- tikus mag csillagai	2	0,45	18	Erős	47	10...12
	Csillagok gyenge fémvonalakkal	2	0,30	15	?		2...10
Közepes—I. populáció	Csillagok erős fémvonalakkal, A csillagok, dMe csillagok, normális óriások	3	0,16	10	Gyenge	5	0,1...1
Extrém—I. populáció	Szuperóriások, T Tau, OB csilla- gok, csillagközi anyag, δ Cephei, nyílthalmazok	4	0,12	8	Gyenge	3	0...0,5

Jelölések:

Z/H a héliumnál nehezebb elemek aránya a hidrogénhez,

z a Galaxis fősíkjától való távolság,

v_z sebességkomponens a fősíkra merőlegesen,

Kc koncentráció a Tejútrendszer középpontja felé,

M össztömeg 10^6 Nap-tömegben,

P a fényváltozás periódusa.

A különböző populációk kialakulásának okát jelenleg a következőképpen látjuk: Tejútrendszerünk (és a legtöbb extragalaxis) tengely körüli forgást végez. Ebből arra következtethetünk, hogy a Világegyetemben a galaxisok kialakulásakor nagy kiterjedésű gázáramlások léteztek. Méretük nagyságrendileg a protogalaxisok átmérőjéhez hasonló lehetett, így azok jelentős impulzusmomentumot kaptak. Ez azután meghatározta a kifejlődő galaxis fő szimmetriatengelyét.

A csillagok legalább 50%-a a Tejútrendszer életének első 1-2 milliárd évében alakult ki. A korai fázisokban formálódott csillagok ugyanolyan szabálytalan térbeli és

sebességeloszlást mutattak, mint a protogalaxis gázanyaga, amikor a táguló univerzum környező részéről levált. A visszamaradt gáz sűrűlőds és keveredés folytán elvesztette eredeti struktúráját. Tengelyszimmetrikus rendszer kezdett kialakulni, amely tengelyére merőleges szimmetriasíkkal is rendelkezett, és az idők folyamán egyre lapultabbá vált. A lapultságot illetően az ősrégi csillagok rendszere — amelyet *halo—II. populáció*nak nevezünk — nagy vonalakban konzerválta a protogalaxis kezdeti formáját.

A maradék gázanyag saját gravitációs terében fokozatosan összehúzódott (első-sorban a forgástengellyel párhuzamos irányban), közben hővé és elektromágneses sugárzássá transzformálta eredeti potenciális és kinetikus energiájának nagy részét részben a gázfelhők ütközései során, részben az egész Galaxisra kiterjedő áramlások keveredésén keresztül. A kontrakció végül egy viszonylag vékony — jelentős, de ki-felé csökkenő szögsebességű és sűrűségű — korongot eredményezett.

A csillagok keletkezése folytatódott mind a kontrakciós fázis folyamán, mind annak befejeződése után. Először közepesen lapult rendszerek alakultak ki. Ezeket együtt *közepes—II. populáció*nak nevezzük. Azok a csillagok, amelyek a gáz koncentrációjának befejeződése után képződtek, mind a fősík közelében helyezkednek el. Ezek legnagyobb része a korong kezdeti állapotában keletkezett, és a belőlük álló *korong—II. populáció* — a csillagközi anyag akkori sűrűségeloszlásának megfelelően — erős koncentrációt mutat csillagrendszerünk középpontja felé. A csillagformálódás folyamata ezután lelassult, de nem állt meg, csupán a korongban kialakult spirálkarokra korlátozódott. Ebben az utolsó 500...1000 millió évek megfelelő szakaszban keletkezett csillagokat *I. populáció*soknak nevezzük. A vázolt képet igen jól alátámasztja az a megfigyelési tény, hogy minél fiatalabb objektumokat vizsgálunk, ezek általában annál közelebb fekszenek a Galaxis fősíkjához.

5.2. Csillaghalmazok és asszociációk

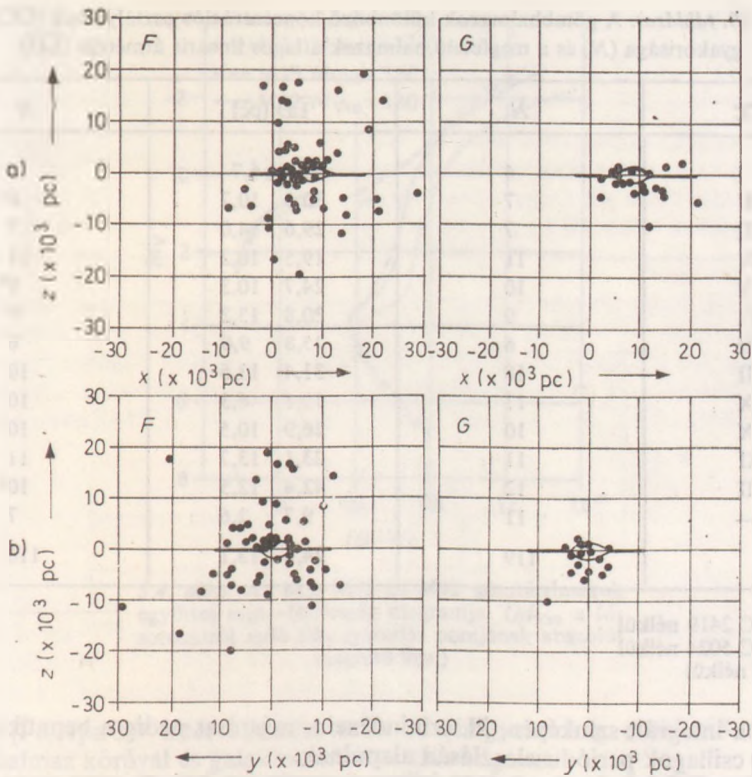
A csillaghalmazok olyan csillagcsoportulások, melyekben a csillagok térbeli egyed-sűrűsége jelentősen meghaladja a környezetre érvényes megfelelő értéket. Különböző mértékben ugyan, de gravitációsan kötött és emellett genetikailag is összetartozó rendszerek. Gömbhalmazokra és nyílthalmazokra osztjuk őket.

5.2.1. Gömbhalmazok

A *gömbhalmazok* nevüknek megfelelően közelítőleg gömbszimmetrikus képződ-mények. Tagjaik együttes gravitációs terének hatására rendkívül stabilak és hosszú életűek. Sűrűségük befelé erősen növekszik. Míg peremvidékükön térfogategységén-ként egy nagyságrenddel több csillag található, mint Napunk környezetében, addig központjukig haladva ez az érték további három nagyságrenddel emelkedhet. *Töme-gük* $10^3 \dots 10^6 M_{\odot}$ ($M \approx 10^5 M_{\odot}$). A *halo—II. populáció* tagjai. Fém-tartalmuktól is függő, de közelítőleg gömbszimmetrikus eloszlást mutatnak a Galaxis centruma körül (5.3. ábra). Térbeli egységsűrűségük $[\varphi(R)]$ az R galaktocentrikus távolsággal az alábbiak szerint csökken:

$\varphi(R)$ *egyedsűrűség*

$8 \cdot 10^{-2}$ halmaz/pc ³ ,	ha	$0 \text{ pc} < R \leq 2000 \text{ pc}$,
$3 \cdot 10^{-3}$ halmaz/pc ³ ,	ha	$8\,000 \text{ pc} < R \leq 10\,000 \text{ pc}$,
$3 \cdot 10^{-5}$ halmaz/pc ³ ,	ha	$20\,000 \text{ pc} < R \leq 30\,000 \text{ pc}$,
$< 10^{-6}$ halmaz/pc ³ ,	ha	$40\,000 \text{ pc} < R$.



5.3. ábra. A fémszegény (F) és a fémgazdag (G) gömbhalmazok térbeli eloszlása az xz síkban (a), illetve az yz síkban (b). (Az xyz galaktocentrikus koordináta-rendszer x tengelye áthalad a Napon, z tengelye pedig a Galaxis fősíkjára merőleges.)

A numerikus adatok a $2000 < R \leq 20\,000$ pc tartományban a $\varphi(R) \sim R^{-3}$ arányosságnak felelnek meg, ezután a $\varphi(R) \sim R^{-3,5}$ összefüggés érvényesül. Eddig 137 gömbhalmazt katalogizáltak, de a becslések szerint valóságos számuk ennél egy nagyságrenddel is nagyobb lehet. (Összehasonlításul megjegyezzük, hogy az M87 jelű galaxisban eddig már több, mint ezer gömbhalmazt találtak.)

A gömbhalmazok *lineáris átmérője* 5 pc és 107 pc közé esik. A különböző méretek relatív gyakoriságát is figyelembe vevő középérték 25,6 pc.

Mivel a gömbhalmazok alrendszere gyakorlatilag nem vesz részt a Tejútrendszer tengelyforgásában, a gömbhalmazok térbeli sebessége — a Nap galaktocentrikus távolságában körpályán keringő ponthoz képest — több száz km/s-et is kitehet. A megfelelő és közvetlenül mérhető radiális sebességek $+478$ km/s-től -371 km/s-ig terjednek. Az egyes halmazok galaktocentrikus pályái különbözően elnyúlt ellipszisek. A pályaexcentricitás általában nagy.

A *gömbhalmazok osztályozása* leggyakrabban centrális koncentrátságuk alapján történik. Eszerint az objektumokat 12 osztályba soroljuk. Az I. osztályba a legerősebben koncentráltak, míg a XII. osztályba a leglazább halmazok tartoznak. (Az egyes osztályok relatív gyakoriságával és átlagméretével kapcsolatban lásd az 5.10. táblázatot.) Emelett egyéb klasszifikációs sémákat is bevezettek. Ezek egyrészt

5.10. táblázat. A gömbhalmazok különböző koncentrációs osztályainak (CC) gyakorisága (N) és a megfelelő halmazok átlagos lineáris átmérője (\overline{LD})

CC	N	\overline{LD} [pc]	N
I	4	$35,5 \pm 6,7$	4
II	7	30,5 10,7	6 ¹
III	7	29,6 14,0	7
IV	11	19,5 10,2	11
V	10	24,7 10,3	9 ²
VI	9	20,8 13,2	9
VII	6	23,8 9,0	6
VIII	10	31,4 13,5	10
IX	11	19,1 6,3	10
X	10	26,9 10,5	10
XI	11	23,1 13,7	11
XII	12	42,4 12,5	10 ³
—	11	9,7 2,6	7
Összesen	119	24,6 13,1	110

¹ az NGC 2419 nélkül

² az NGC 5024 nélkül

³ a Pal 3 nélkül

a halmazok integrált színeképén, ill. színindexein, másrészt pedig a bennük található *RR Lyrae* csillagok perióduseloszlásán alapulnak.

Az egyes gömbhalmazok további jellemző vonásai a következőkben foglalhatók össze:

Összfényesség. Átlagos abszolút magnitúdó $\overline{M}_v = -7^m34 \pm 1^m23$; észlelt alsó, ill. felső határ -2^m60 , ill. -10^m27 . (A legfényesebb halmaztagok abszolút fényrendje kb. -2 -től -3^M . Az összfényesség kb. 90%-a $+4^M$ -nél nagyobb luminozitású csillagoktól ered.) A Földünkről nézve legfényesebb gömbhalmaz az ω Centauri, mely a déli éggömbön, a Centaurus csillagképben található.

Integrált színeképtípus. Átlagérték $F8$; észlelt szélsőértékek $F2$, ill. $G5$.

Integrált színindex. A vörösödésre korrigált színindexek átlagai, ill. szélsőértékei:

$$\overline{(B-V)}_0 = 0^m70 \pm 0^m08; \text{ min. } 0^m56; \text{ max. } 0^m87.$$

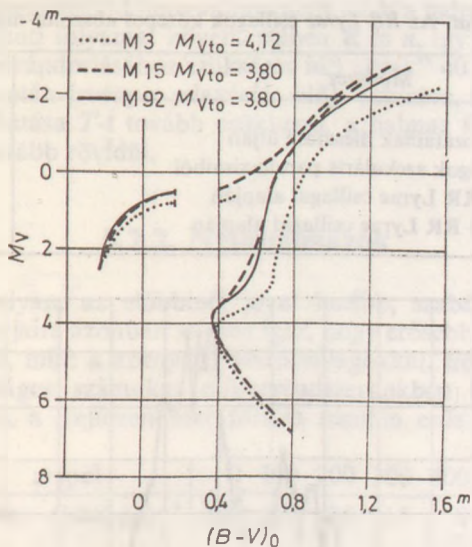
$$\overline{(U-B)}_0 = 0,13 \pm 0,13; \text{ min. } -0^m10; \text{ max. } 0^m51.$$

HRD. Egyértelműen II. populációs (5.4. ábra). Főjellemzők:

- a Hertzsprung-űr hiányzik;
- az óriáság jellegzetesen fölfelé hajlik, és a legfényesebb csillagok vörös óriások;
- a 0^M alatt húzódó horizontális ág kihangsúlyozott, és a $0^m2 < (B-V)_0 < 0^m4$ színindex tartományban csak instabil csillagokat tartalmaz (*RR Lyrae*-űr);
- az egyes gömbhalmazok HRD-i sokkal kevésbé különböznek egymástól, mint a nyílthalmazokéi.

Kémiai összetétel. A gömbhalmazok fémszegény objektumok (színeképük UV-excesszusa 0^m5 -t is elérheti). A Nap elemgyakoriságához viszonyított vas—hidrogén arányuk:

$$[\text{Fe}/\text{H}] = \log(N_{\text{Fe}}/N_{\text{H}})_{\text{el}} - \log(N_{\text{Fe}}/N_{\text{H}})_{\odot}, \quad (5.2.1)$$



5.4. ábra. Az M3, M15 és M92 gömbhalmazok együttes szín—fényesség diagramja. (M_{vto} a fő-sorozatról való lekanyarodás pontjának abszolút magnitúdója.)

a $-2,3 \leq [Fe/H] \leq 0,0$ intervallumba esik. A fémgyakoriság csökkenő tendenciát mutat a halmaz korával és galaktocentrikus távolságával.

Változócsillag-tartalom. A gömbhalmazokban jelentős számban találhatóak változócsillagok (5.11. táblázat). Az azonosított típusok több, mint 50%-a az RR Lyrae csillagokhoz tartozik. Ezek abszolút fényességét az 5.12. táblázat, perióduseloszlását pedig az 5.5. ábra mutatja.

Intersztelláris anyag. Csak igen kis mértékben van jelen. Semleges, ill. ionizált hidrogéngázt egyes esetekben nyomokban, molekulákat és port még egyáltalán nem sikerült kimutatni.

5.11. táblázat. A gömbhalmazokban talált változócsillagok

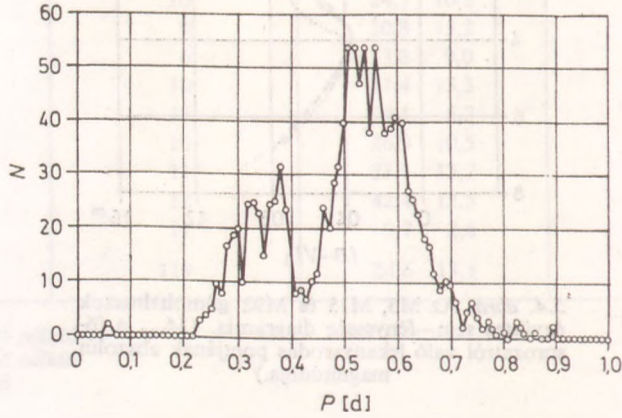
Típus	Változók száma	Halmazok száma ¹
Összes változó	2119	108 ²
Ismert periódusúak	1307	55
RR Lyrae csillagok	1202	46
Más periódikus változók		
Periódus: 1...30 nap	39	19
31...99 nap	25	16
100...219 nap	26	13
> 220 nap	15	11

¹ Azt adja meg, hogy hány halmazban találtak adott tulajdonságú változót.

² 12 halmazban nincs változó.

5.12. táblázat. Az RR Lyrae csillagok közepes abszolút magnitúdói

Módszer	M_V (RR)
A gömbhalmazok fősorozatainak illesztése útján	$0,65 \pm 0,10$
A mező RR Lyrae csillagok szekuláris parallaxisaiból	$0,5 \dots 0,7$
A Kis Magellán Felhő RR Lyrae csillagai alapján	$0,6 \pm 0,25$
A Nagy Magellán Felhő RR Lyrae csillagai alapján	$0,7 \pm 0,25$



5.5. ábra. A gömbhalmazok RR Lyrae változóinak eloszlása. N a 0,01 nap pontossággal adott P periódushoz tartozó csillagok száma

Kor és élettartam. A gömbhalmazok a Tejútrendszer legidősebb objektumaihoz tartoznak, és sokuk gyakorlatilag egyidős a Galaxissal. A csillagfejlődési elméleteken alapuló korbecslések összhangban vannak a gömbhalmazok stabilitására vonatkozó eredményekkel.

A halmaztagok mindegyike az összes többivel folytonos gravitációs kölcsönhatásban áll. Ez Δt idő alatt kinetikus energiájának ΔE -vel történő változásához vezet. Definíció szerint a T relaxációs idő az az időtartam, amely alatt egy átlagos halmaztag energiaváltozásainak négyzetösszege eléri a csillag eredeti kinetikus energiája négyzetét. Levezethető, hogy ha csak a viszonylag közeli csillagtalálkozásokat vesszük tekintetbe, a relaxációs idő az alábbi összefüggésből számolható:

$$T = \frac{1}{16} \left(\frac{3\pi}{2} \right)^{1/2} \left(\frac{nR^3}{GM} \right)^{1/2} \left(\ln \frac{n}{2^{3/2}} \right)^{-1}, \quad (5.2.2)$$

ahol n a halmaztagok száma, $2R$ a halmaz átmérője, M az egy csillagra jutó átlagtömeg és G a gravitációs állandó. Látható, hogy a relaxációs idő annál hosszabb, minél nagyobb a halmaz mérete, valamint a hozzá tartozó egyedek száma, és minél kisebb a csillagok átlagtömege.

Az idő haladtával a csillagok sebességeloszlása egyre jobban Maxwell-típusúvá válik, és a szökési sebességet meghaladó sebességek következtében a halmaz lassan felbomlik. Kimutatható, hogy a Δt idő alatt elszökő tagok száma

$$\Delta n = 0,0074 \frac{\Delta t}{T} n. \quad (5.2.3)$$

A relaxációs időnek megfelelő időintervallum alatt tehát a halmaztagok száma 0,74%-kal fogy. Miután a fenti folyamat következtében R és n , így pedig T is csökken, a csillagok 90%-ának elvándorlásához szükséges idő „csak” $40 T_0$ (T_0 a közvetlenül a halmaz megszületése után érvényes relaxációs idő). Tekintve, hogy a távolabbi találkozások kumulatív hatása T -t tovább csökkenti, a halmaz felbomlásához valóban szükséges idő még tovább rövidül.

5.2.2. Nyílthalmazok

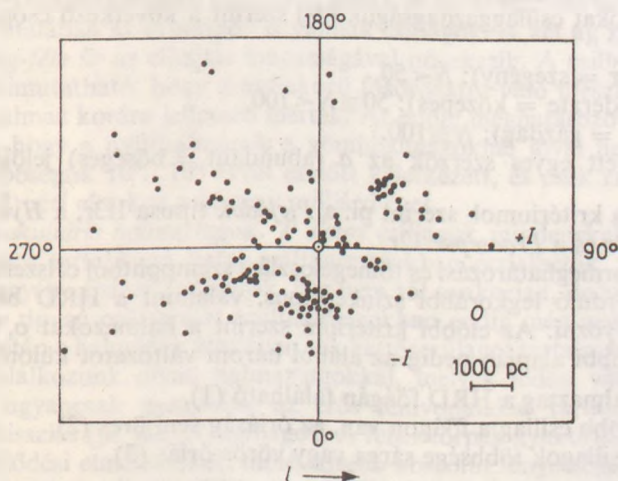
A *nyílthalmazok* olyan, az előbbinél jóval lazább, szabálytalan alakú csillagcsoportok, melyek tagjaira azonban szintén igaz, hogy erősebb gravitációs kapcsolatban állnak egymással, mint a környező mezőcsillagokkal. Eddig 1114 nyílthalmazt katalogizáltak, valóságos számukat csillagrendszerünkben kb. 15 ezerre teszik. Galaktikus eloszlásuk a Tejútrendszer fősíkja mentén erős koncentrációt mutat:

z [pc]	0	100	200	300	400	500
halmaz $\cdot (1000 \text{ pc})^{-3}$	400	120	30	15	8	4

(Ezen belül minél korábbi színképtípust tartalmazó halmazokat tekintünk, annál kihangsúlyozottabban csökken z zövekedtével az objektumok egyedsűrűsége.) A fősíkon belül a fiatal nyílthalmazok (melyek $B3$ -nál korábbi színképtípusú csillaggal is rendelkeznek) túlnyomó többségükben a galaktikus spirálkarokban található (5.6. ábra). I. (főként extrém I.) populációs objektumok.

A *nyílthalmazok átmérője* 1...20 pc, átlagosan 4 pc. (Így pl. a szabad szemmel is látható nyílthalmazok közül a *Plejádok* átmérője 10 pc, a *Hyadok* pedig 4 pc. Lásd még az 5.13. táblázatot.)

Tömegük $10^2 \dots 10^4 M_{\odot}$ ($\bar{M} = 2 \cdot 10^3 M_{\odot}$).



5.6. ábra. Az O — $B2$ típusú csillagokat is tartalmazó (tehát fiatal) nyílthalmazok eloszlása a galaktikai fősík mentén. (\odot a Nap helyét, $-I$ a *Sagittarius*, O a lokális, $+I$ pedig a *Perseus* ágat jelöli.)

5.13. táblázat. A nyílthalmazok közepes lineáris atmérője (\overline{LD}) és átlagos távolsága a fősíktól (\bar{z}), mint a halmazban előforduló legkorábbi színképtípus (eSp) függvénye. (N a felhasznált halmazok száma.)

eSp	\overline{LD} [pc]	N	$ \bar{z} $ [pc]	N
<i>o...b2</i>	5,6 ± 4,7	138	58 ± 69	143
<i>b3...b7</i>	3,5 1,9	99	46 41	99
<i>b8...f</i>	3,9 2,6	91	97 139	93
Összesen	4,5 3,5	328	65 86	335

Csillagsűrűségük belülről kifelé haladva a gömbhalmazokénál jóval kevésbé csökken. A központi részeken észlelt egyedsűrűség 0,25...80 csillag/pc³; átlagosan 18 csillag/pc³. (Összehasonlítással megjegyezzük, hogy a Nap környezetének átlagos csillagsűrűsége 0,15 csillag/pc³.)

A nyílthalmazok rendszere részt vesz a Galaxis tengely körüli forgásában. Az egyes tagok galaktocentrikus pályái általában kis inklinációjúak és excentricitásúak.

A nyílthalmazok osztályozása H. SHAPLEY és R. J. TRÜMLER nyomán a következő három tulajdonság alapján történik:

a) A centrális koncentráció, ill. az égi háttérből való kiemelkedés mértéke szerint négy fokozatot különböztetünk meg. (I: feltűnően erős, ..., IV: gyenge, még éppen észlelhető.)

b) A halmaztagok fényesség szerinti megoszlása szerint három változatot tartunk számon:

— minden csillag közelítőleg egyforma fényrendű (1),

— egy nagyobb fényességintervallumot nagyjából egyenletesen töltenek ki a halmaztagok (2),

— néhány fényes csillag mellett a többiek viszonylag halványak (3).

c) A halmazokat csillaggazdagságuk (N) szerint a következő csoportokba soroljuk:

p (angol, poor = szegény): $N < 50$,

m (angol, moderate = közepes): $50 \leq N < 100$,

r (angol, rich = gazdag): $N \geq 100$.

Ez utóbbi helyett egyes szerzők az *a* (abundant = bőséges) jelölést használják.

Ezek szerint a kritériumok szerint pl. a *Plejádok* típusa II3r, a *Hyadoké* II3m, a χ és *h Perseidé* IV3r és a *Praesepeé* I2r.

Különösen kormeghatározási és tömegeloszlási szempontból célszerű a halmazokat a bennük előforduló legkorábbi színképtípus, valamint a HRD benépesedettsége szerint is osztályozni. Az előbbi kritérium szerint a halmazokat o, b, a, f, ... jellel látjuk el, az utóbbi alapján pedig az alábbi három változatot különböztetjük meg:

— minden halmaztag a HRD főágán található (1),

— bár a legtöbb csillag a főágon van, az óriáság sem üres (2),

— a fényes csillagok többsége sárga vagy vörös óriás (3).

Eszerint az osztályozási rendszer szerint pl. a *Plejádok* típusa 1b, a *Praesepeé* pedig 2a (5.14. táblázat).

Az egyes nyílthalmazok további jellemző vonásai a következőkben foglalhatók össze:

5.14. táblázat. A legkorábbi előforduló szinképtípus és a HRD benépesedettsége szerint klasszifikált nyílthalmazok gyakorisági eloszlása

Típus	<i>a</i>	<i>b</i>	<i>b</i> − <i>a</i>	<i>a</i>	<i>a</i> − <i>f</i>	<i>f</i>	Összesen
1	7	24	5	3			39
1−2	3	15	10	3			31
2		1	5	18	1	1	26
2−3				3			3
3				1			1
Összesen	10	40	20	28	1	1	100

Összfényesség. Átlagos abszolút magnitúdó $\overline{M}_B = -4^m4$; észlelt alsó, ill. felső határ $+0^m5$, ill. -9^m8 . (A legfényesebb halmaztagok abszolút fényrendje -7^m és $+3^m$ között változik.)

Integrált szinképtípus. Átlagérték *A5*; észlelt szélsőértékek *O5*, ill. *K0*.

Integrált színindex. Átlagérték $(\overline{B-V}) = +0^m14$; szélsőértékek -0^m33 , ill. $+0^m92$.

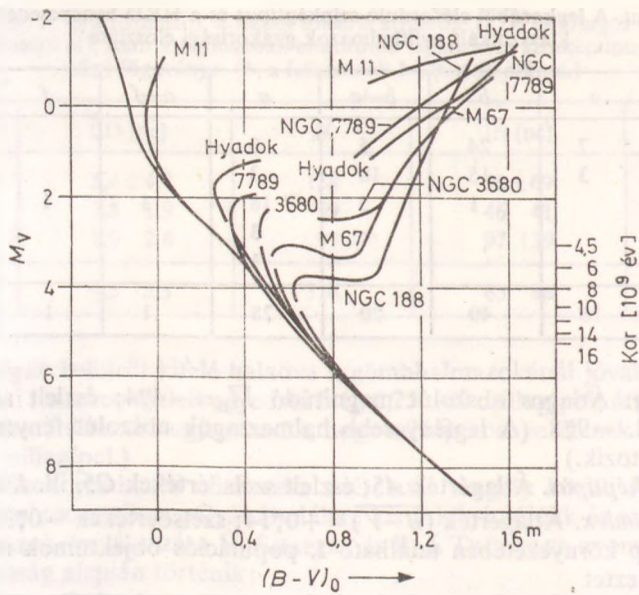
HRD. A Nap környezetében található I. populációs objektumok megfelelő diagramjára emlékeztet

Igen fontos körülmény, hogy mivel a halmaztagok gyakorlatilag mind egyforma távol vannak tőlünk, és így az $M - m$ távolságmodulus állandó, a HRD (vagy a vele közel ekvivalens szín—fényesség diagram) egy konstans eltolástól eltekintve már a látszólagos fényességek alapján felrajzolható. A konstans értékét ismert távolságú nyílthalmazok HRD-jával való összehasonlítás útján határozhatjuk meg.

Kor. Igen érdekes megfigyelési tény, hogy a különböző nyílthalmazok HRD-i sokkal jobban eltérhetnek egymástól, mint a gömbhalmazokéi. A részben elméletileg, részben empirikusan meghatározott ún. *nullakorú fősorozat* az egyes nyílthalmazok fősorozatai az M törpéktől felfelé indulva különböző abszolút magnitúdókig követik, majd jobbra lekanyarodnak róla (5.7. ábra). A lekanyarodás helyével közel egy magasságban általában az óriáságon is vannak csillagok. A két ág között jelentkező ún. *Hertzsprung-féle űr* az elhajlás magasságával növekszik. A csillagfejlődési elméletek alapján kimutatható, hogy a nullakorú fősorozatra való illeszkedés maximális magassága a halmaz korára jellemző mérték. Az eddig meghatározott korok alapján elmondhatjuk, hogy a nyílthalmazok a gömbhalmazoknál jóval fiatalabb objektumok. Nagy többségük $10^8 \dots 10^9$ évvel ezelőtt keletkezett, és csak ritka esetben (pl. M67, NGC 752) éri el a kor a néhány milliárd évet.

Változó és pekuliáris halmaztagok. *T Tauri* csillagok mindenekelőtt a sok intersztelláris anyagot tartalmazó fiatal nyílthalmazokban észlelhetők. δ *Cephei* csillagok, flerek és egyéb „fizikai” változók, bár nem túl gyakoriak, de szintén előfordulnak. *RR Lyræ* típusú csillagokat nyílthalmazokban eddig még nem találtak. Ezzel szemben — miután a halmazok általában sok kettőscsillagot tartalmaznak — viszonylag gyakran találkozunk olyan halmaztagokkal, melyek fedési változók. A nyílthalmazokban ugyancsak gyakoriak az erős fémvonalakat tartalmazó (pl. Am), valamint az emissziós (pl. Be, W) csillagok. A fehér törpék gyakorisága összhangban van a csillagfejlődési elméletekkel: minél kisebb abszolút fényességeknél kezdődik a HRD főága, relative annál több fehér törpe található a halmazban, és számuk arányos a főág elejéről „eltűnt” csillagokéval.

Intersztelláris anyag. Semleges hidrogéngáz sok halmazban kimutatható a 21 cm-es sugárzás segítségével. Mennyisége erősen korrelál a halmaz korával. Az egészen



5.7. ábra. Hat nyílthalmaz egyesített szín—fényesség diagramja. Az egyes halmazok korát a nullakorú fősorozatról való lekanyarodás magasságának alapján, a csillagfejlődési modellek segítségével állapíthatjuk meg

fiatal halmazokban $\mathfrak{M}_{11} \approx \mathfrak{M}_*$ (ahol \mathfrak{M}_* a halmazcsillagok össz tömege), a kifejezetten idősekben viszont interstelláris hidrogén már nem mutatható ki. Interstelláris molekulák (pl. OH, HCN, CS, H₂O stb.) szintén kimutathatók egyes nyílthalmazokban. Ugyanez áll a finoman elosztott csillagközi porra is.

Kémiai összetétel. A nyílthalmazok fémgyakorisága jóval meghaladja a gömbthalmazokét. A fémtartalom függ mind a halmaz korától, mind a Galaxisban elfoglalt helyétől. A galaktocentrikus távolsággal pl. az alábbi összefüggés állapítható meg:

$$d[\text{Fe}/\text{H}]/dR = (-0,05 \pm 0,01) (1000 \text{ pc})^{-1}. \quad (5.2.4)$$

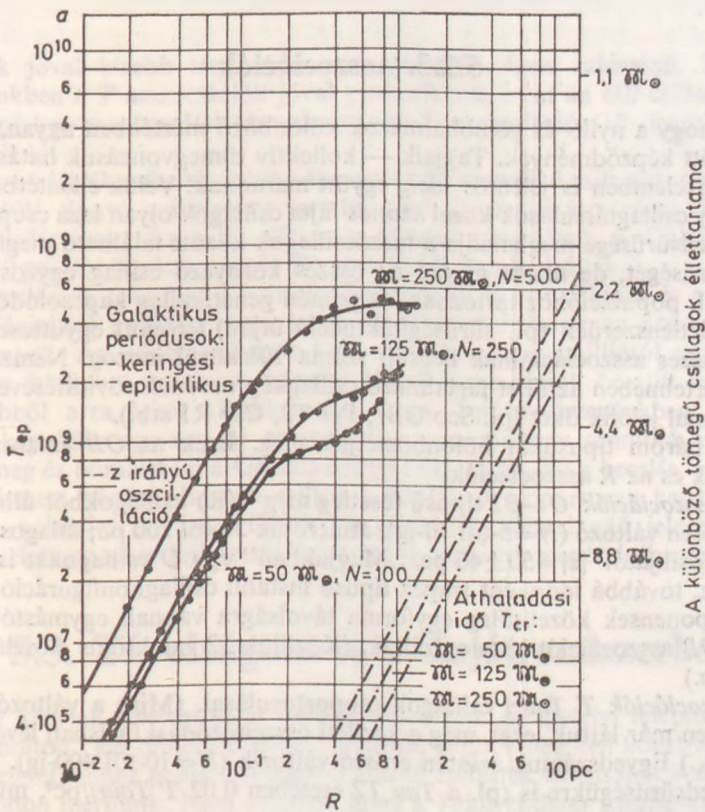
5.15. táblázat. Különböző korú nyílthalmazok anyagának fémgyakorisága

Halmaz	Kor [10 ⁹ a]	[Fe/H]
Plejádok	0,06	0,05
Coma	0,65	-0,03
Praesepe	0,9	0,09
Hyadok	0,9	0,13
NGC 752	1,7	-0,18
M67	3,2	0,02
NGC 2420	4,0	-0,39
NGC 188	5,0	-0,12

(Érvényességi tartomány $8000 \text{ pc} \leq R \leq 14\,000 \text{ pc}$, ha $R_{\odot} = 8500 \text{ pc}$.) A halmaz korával való — erős szórást mutató — korrelációról az 5.15. táblázatból tájékozódhatunk.

Élettartam. A relaxáció útján fellépő Maxwell-féle sebességeloszlás következtében egyes halmaztagok sebessége meghaladja a szökési sebességet. A csillagok fokozatosan „elpárolognak” a halmazból. A nyílthalmazok relaxációs ideje és élettartama jóval a gömbhalmazoké alatt marad. Az (5.2.2), ill. (5.2.3) összefüggések alapján pl. a Plejádok relaxációs ideje $5 \cdot 10^7$ év, maximális élettartama pedig $5 \cdot 10^9$ év. $2 \cdot 10^9$ év múlva tömege már csak a jelenlegi fele, rádiusza pedig 1/3-a lesz. Az interstelláris felhőkkel való találkozás a halmazok élettartamát tovább csökkenti. Miután a halmazok többségének élettartama 10^8 és 10^9 év között van, nem csoda, hogy olyan kevés „idős” nyílthalmazzal találkozunk. A nyílthalmazok felbomlásáról az 5.16. táblázat és az 5.8. ábra ad további tájékoztatást.)

Mozgási halmazok. Laza felépítésű, viszonylag közel fekvő nyílthalmazok, melyek térbeli mozgása meghatározható, és ennek alapján tagjaik, valamint a mezőcsillagok



5.8 ábra. A nyílthalmazok N -test modelljének T_{ev} elpárolgási ideje (az az idő, ami alatt a halmaztagok száma az eredeti 1/2-ed részére csökken), mint a halmaz közepes rádiuszának (R) függvénye. Az összefüggést három különböző halmaztömegre tüntettük fel. Az ábra jobb oldalán az ún. áthaladási időt (T_{cr}), azaz azt az időtartamot is feltüntetjük, ami alatt egy csillag a halmazban $2R$ utat tesz meg

5.16. táblázat. A nyílthalmazok élettartam szerinti százalékos megoszlása. Az újonnan született halmazok P hányada marad fenn τ_P idő eltelte után

P [%]	50	20	10	5	2	1	0,5	0,2	0,1	0,05
τ_P [10 ⁸ a]	0,16	0,30	0,45	0,6	1,0	1,3	1,8	3,0	4,0	5,5

szétválasztása elvégezhető. Egyes esetekben a csillagok mozgásának elemzése a halmaz létezése megállapításának egyetlen módja, de „normálisan” azonosítható halmazok (pl. *Plejádok*, *Hyadok*, *Praesepe*) is lehetnek mozgási halmazok. Legjellemzőbb képviselőjük az *UMA* mozgási halmaz. Átmérője kb. 150 pc, ismert tagjainak száma 120 körül van. Miután 12 csillagból álló „magja” csak 23 pc-re van tőlünk, Napunk a belsejében van anélkül, hogy tagja lenne a mozgási halmaznak. További részletesen megvizsgált mozgási halmazok a következők: *Hyadok*, *Orion*, *Perseus*, *Skorpió-Kentaur*.

5.2.3. Asszociációk

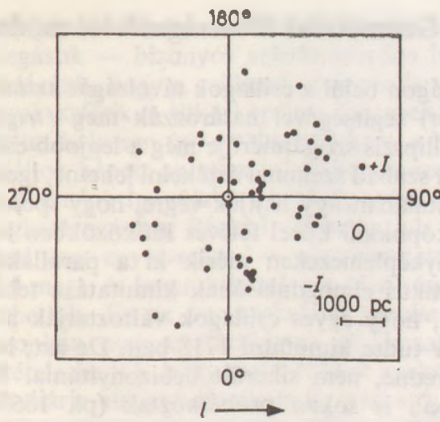
Láttuk, hogy a nyílt- és gömbhalmazok különböző mértékben ugyan, de gravitációsan kötött képződmények. Tagjaik — kollektív tömegvonzásuk hatására — kozmogóniai értelemben is jelentős ideig együtt maradnak. Velük ellentétben az asszociációk vagy csillagtársulások közel azonos fajta csillagok olyan laza csoportosulásai, melyek egységsűrűsége meghaladja a mezőcsillagok között található megfelelő típusú egyedek sűrűségét, de alatta marad az összes környező csillag egységsűrűségének. Az extrém I. populációhoz tartoznak, és szintén genetikailag kapcsolódó, tehát nem pusztán véletlenszerűen (pl. sűrűségfluktuáció útján) létrejött együttesek. A Tejútrendszer összes asszociációinak becsült száma 10^3 körül mozog. Nemzetközi megállapodás értelmében az őket tartalmazó csillagkép nevének rövidítésével, típusjellel és sorszámmal jelölik őket (pl. Sco OB1, Per T2, Car R1 stb.).

Jelenleg három típusukat különböztetjük meg. Ezek az *OB* asszociációk, a *T* asszociációk és az *R* asszociációk.

Az *OB* asszociációk *O—B2* típusú (esetleg még *WR*) csillagokból állnak. Egyedszámuk erősen változó ($N=5$ -től 70-ig), átmérőjük 30-tól 200 pc; átlagos távolságuk a Galaxis fősíkjától $|z|=50 \pm 46$ pc. „Magjukban” egy *O* csillagokat is tartalmazó nyílthalmaz, továbbá időnként trapéz típusú instabil csillagkonfiguráció (ezeknél az egyes komponensek közelítőleg egyforma távolságra vannak egymástól) található. Eddig 70 *OB* asszociációt katalogizáltak. (Közülük 52 galaktikus eloszlását mutatja az 5.9. ábra.)

A *T* asszociációk *T Tauri* csillagok csoportosulásai. (Mint a változócsillagokról szóló részben már láttuk, ezek még a kezdeti összehúzódási fázisban levő, igen fiatal objektumok.) Egyedszámuk szintén erősen változik ($N=10$ -től 400-ig). Ugyanez áll térbeli egységsűrűsügre is (pl. a *Tau T2* esetében $0,02$ *T Tauri*/pc³, míg a *Per T2*-nél 3/pc³).

Eddig viszonylag kevés figyelmet szenteltek nekik. Miután modern katalógusuk nem létezik, az eddig megvizsgált és azonosított *T* asszociációk pontos számát nehéz megadni. (Valahol az ismert *OB* asszociációk számának harmada körül mozog.) Miután azonban a *T Tauri* csillagok az *OB* típusúaknál jóval kisebb fényerejük, és így adott határmagnitúdóig végzett feltérképezéseknél a *T* asszociációk az előző-



5.9. ábra. Az OB asszociációk eloszlása a galaktikai fősík mentén (a jelölések azonosak az 5.6. ábráéval)

eknél csak jóval kisebb térrészben azonosíthatók, igen valószínű, hogy csillagrendszerünkben a T asszociációk jóval gyakoribbak, mint az OB csillagokat tartalmazók. Érdekes megfigyelési tény, hogy sok T asszociáció OB típusúakkal közös térrészt tölt ki.

Az R asszociációk reflexiós ködbe ágyazott közös eredetű csillagcsoportok. Főként $B0V$ -tól $A0V$ típusú csillagokat tartalmaznak. Közepes átmérőjük 50 pc. (Eddig észlelt szélsőértékek: 5 pc, ill. 400 pc.) Átlagos távolságuk a Galaxis fősíkjától $|\bar{z}| = 72 \pm 60$ pc. Eddig összesen 41 R asszociációt katalogizáltak.

Az asszociációk többsége jól mérhető expanziót mutat. Ebből, és a tagcsillagok fejlődési fázisából egyaránt arra lehet következtetni, hogy az asszociációk fiatal képződmények. Az eddig elvégzett korbecslések néhány milliótól néhányszor tízmillió éves értékeket adtak. A jelenleg létező asszociációk becsült száma ($\approx 10^3$) alapján ebből arra lehet következtetni, hogy Tejútrendszerünkben néhány ezer évenként képződik egy-egy új asszociáció; azaz mintegy tízmillió csillagtársulás született meg és bomlott fel a Galaxis eddigi élete során. Ez a becslés is alátámasztja azt a jól ismert nézetet, hogy a csillagok általában csoportosan keletkeznek, és a halmazok, valamint az asszociációk vizsgálatának kiemelkedő jelentősége van a csillagok keletkezésekor lejátszódó folyamatok mélyebb megértésében.

5.3. Távolságmérés a Tejútrendszerben

Ha meg akarjuk ismerni saját csillagrendszerünk geometriai felépítését, akkor a fiktív „égbolton” két dimenzióban elénk táruló képből meg kell konstruálnunk a térbeli szerkezetet, ehhez pedig a rendszert alkotó égitestek távolságát is meg kell valamilyen módon mérnünk. Nem véletlen, hogy a Tejútrendszer megismerésének története jórészt az egyre nagyobb hatótávú és egyre megbízhatóbb távolságmeghatározási eljárások története. Az alkalmazott eljárásokat *geometriai*, *fotometriai* és *egyéb módszerekre* osztjuk.

5.3.1. Geometriai távolságmérési módszerek

Mintegy 50 pc távolságon belül a csillagok távolságát az ún. *parallaktikus ellipszis* (lásd az 1.4.3. fejezetet) segítségével határozzák meg (*trigonometriai parallaxis*). Mivel a szóban forgó ellipszis szögátmérője még a legjobb esetben is csak mintegy századrésze annak, amit szabad szemmel érzékelní lehetne, igen finom iránymérésekre van szükség. (Ezeket általában úgy hajtják végre, hogy speciálisan készített, hosszú fókusztávolságú teleszkópokkal közel féléves időközökben lefényképezik a vizsgált égi területet, és a fényképlemezeken mérik ki a parallaktikus elmozdulásokat.)

A csillagok parallaktikus elmozdulásának kimutatása tehát meglehetősen nehéz feladat. Egyáltalán azt, hogy egyes csillagok változtatják a helyüket az égbolton, először csak E. HALLEY tudta kimutatni 1718-ban. De azt, hogy ez az évi parallaktikus elmozdulásból eredne, nem sikerült bebizonyítania. Pedig az *évi parallaxis* mérésével már korábban is sokan próbálkoztak (pl. 1669-ben ROBERT HOOKE, 1704-ben OLAF RÖMER). Ilyen erőfeszítés közben fedezte fel J. BRADLEY 1728-ban az *aberrációt* (lásd az 1.4.2. fejezetet).

A várhatóan nagy parallaxisú, tehát közeli csillagokat nyilván a legfényesebb vagy legnagyobb sajátmozgással rendelkező csillagok között kell keresni. Ugyanakkor egy igen halvány, és semmiféle mérhető elmozdulással sem rendelkező csillag távolsága valószínűleg olyan nagy, hogy ezen csillag, valamint egy fényesebb, nagyobb sajátmozgással rendelkező társa relatív parallaxisa igen jól megközelíti a közelebbi égitest abszolút parallaxisát. 1838-ban F. W. BESSEL ilyen összehasonlító módszerrel mérte végül meg egy nem túl fényes, de feltűnően nagy sajátmozgással rendelkező csillag — a *61 Cygni* — parallaxisát ($\pm 0,3$). Még ugyanebben az évben W. STRUVE és TH. HENDERSON a *Vega* és az α *Centauri* parallaxisát határozta meg. Azóta kb. 6000 csillag relatív parallaxisát mérték már meg. (Néhány ismertebb csillag parallaxisát mutatja az 5.17. táblázat.) Az eljárást jelenleg elsősorban fotografikusan alkalmazzák. A középhiba $0,01 \dots 0,02$. (A nagyobbik értéknek megfelelő pontossággal mért, azonos középértékű parallaxis esetén a csillag legvalószínűbb távolsága 50 pc, de $1/2$ annak a valószínűsége, hogy a távolság kisebb, mint 38 pc, vagy nagyobb, mint 77 pc!)

5.17. táblázat. Néhány közismert csillag parallaxisa

Csillag	π	Középhiba
Sirius	$0,375''$	$\pm 0,006''$
Vega	$0,123''$	$0,008''$
Capella	$0,073''$	$0,006''$
Aldebaran	$0,048''$	$0,006''$
Regulus	$0,039''$	$0,011''$
Sarkcsillag	$0,003''$	$\pm 0,008''$

10 pc sugarú gömbön belül kb. 100 csillagot ismerünk. Ebben a tartományban sincs azonban még minden csillag felfedezve. Ezt pl. onnan látjuk, hogy míg a 4 pc és 5 pc sugarú gömbök térfogatának aránya 1:1,95, addig a hozzánk 4, ill. 5 pc-nél közelebb fekvő ismert csillagok számának aránya csak 1:1,65.

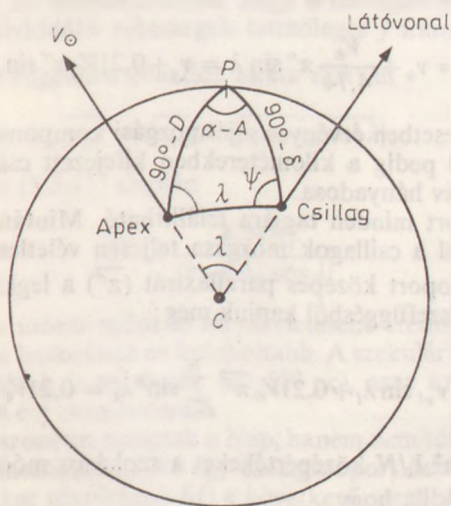
50...100 pc-nél nagyobb távolságok mérésére is vállalkozhatunk geometriai módszerekkel. Még 1783-ban W. HERSHEY a csillagok látóvonalirányra merőleges el-

mozdulásának tanulmányozása közben a következő jelenséget vette észre: az égbolton észlelt sajátmozgások — bizonyos véletlenszerűen ingadozó eltérésektől eltekintve — olyan eloszlásúak, hogy a csillagok a *Herkules* csillagkép egy pontjától (apex) távolodnak, ennek szférikus tükörképéhez (antapex) pedig közelednek. Ezt a jelenséget már *HERSCHEL* helyesen úgy értelmezte, hogy a Nap a környező csillagok rendszerének súlypontjához képest az apex irányában mozog. (A mozgási sebesség ma ismert értéke $V_{\odot} \approx 20$ km/s.) Így újabb lehetőség nyílik a csillagok távolságának „háromszögelés” meghatározására. Bázisul választhatjuk ui. a Nap hosszabb idő (T) — akár több évtized vagy egy évszázad — alatt megtett $V_{\odot}T$ útját (egy évtizednek pl. $6,3 \cdot 10^9$ km felel meg), és innen kiindulva a távolságmérés tartományát akár 5000 pc-ig is kiterjeszthetjük. Ez az ún. *szekuláris parallaxis módszer* a csillagok sajátmozgása miatt azonban csak statisztikusan alkalmazható, pl. olyan csillagcsoportra, amelyről feltételezhetjük, hogy tagjai tőlünk gyakorlatilag egyforma távolságban vannak, és pekuliáris elmozdulásaik nulla várható értékű véletlenszerű eloszlást mutatnak. Ha Napunk nem mozogna a csillagcsoport nyugalmi koordináta-rendszerében, a csillagok szférikus elmozdulásának oka csupán pekuliáris sebességük lenne. A Nap fent leírt mozgása miatt azonban ehhez hozzáadódik még a szekuláris parallaktikus elmozduláskomponens is. (Ugyanez áll a térbeli sebességkomponensekre: $\mathbf{V} = \mathbf{V}_s + \mathbf{V}_p$.)

Tekintsük most a kiszemelt N tagú csillagcsoport valamely csillagát, melynek koordinátáit a második ekvatoriális koordináta-rendszerben α -val, ill. δ -val jelöljük (5.10. ábra). Legyenek az apex koordinátái ugyanitt A , ill. D . Gömbháromszögtani módszerekkel egyszerűen kiszámítható a csillag és az apex szögtávolsága (λ), továbbá a csillag órákörének a csillagon és az apexen átmenő főkörrel bezárt szöge (ψ). Nevezetesen:

$$\cos \lambda = \sin \delta \sin D + \cos \delta \cos D \cos (\alpha - A), \quad (5.3.1)$$

$$\sin \lambda \cos \psi = \sin D \cos \delta - \sin \delta \cos D \cos (\alpha - A). \quad (5.3.2)$$

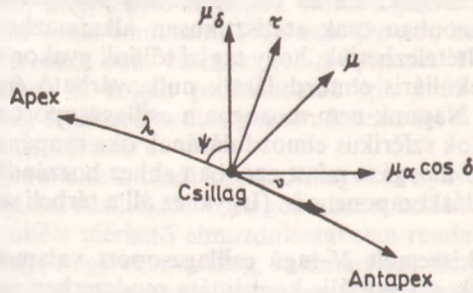


5.10. ábra. Az apex és valamely programcsillag relatív helyzetének rögzítése az éggömbön. (Jelölés magyarázat a szövegben.)

A csillag észlelt μ_α , μ_δ sajátmozgását (lásd az 5.5. alfejezetet) célszerű az ún. v és τ komponensekre bontanunk, melyek közül az első az apex vagy az antapex irányába mutat, a második pedig erre merőleges (5.11. ábra). Nyilvánvaló, hogy a Nap mozgása csak a v komponenst befolyásolja, míg a τ összetevő független tőle. Ha az antapex irányába mutató v -höz rendelünk pozitív előjelet, az alábbi összefüggésekhez jutunk:

$$v = \mu_\alpha \cos \delta \sin \psi - \mu_\delta \cos \psi, \quad (5.3.3)$$

$$\tau = \mu_\delta \sin \psi + \mu_\alpha \cos \delta \cos \psi, \quad (5.3.4)$$



5.11. ábra. Valamely csillag sajátmozgása és ennek μ_α , μ_δ , illetve v , τ komponensei. (Részletezés a szövegben.)

ahol — a kialakult szokásoknak megfelelően — a komponenseket ívmásodperc/év egységben tüntetjük fel. Könnyű látni, hogy a Nap sebességének a csillag irányára merőleges összetevője $V_\odot \sin \lambda$. A szóban forgó komponens az apex irányára és a csillagra illeszkedő síkban van, tehát a λ főkörív érintőjébe esik. Így a csillag sajátmozgásának v komponense az alábbi alakban írható:

$$v = v_* + \frac{V_\odot}{4,74} \pi'' \sin \lambda = v_* + 0,21 V_\odot \pi'' \sin \lambda. \quad (5.3.5)$$

Itt v_* a csillag $V_\odot = 0$ esetben érvényes sajátmozgási komponense, π'' a csillag ismeretlen parallaxisa, 4,74 pedig a kilométerekben kifejezett csillagászati egység és a másodpercekben mért év hányadosa.

(5.3.5) a csillagcsoport minden tagjára felállítható. Miután feltevés szerint a kiszemelt csoporton belül a csillagok mozgása teljesen véletlenszerű, v_* elhanyagolhatóan kis érték. A csoport közepes parallaxisát ($\overline{\pi''}$) a legkisebb négyzetek módszerével a következő összefüggésből kapjuk meg:

$$\sum_{i=1}^N v_i \sin \lambda_i = \sum_{i=1}^N v_{*i} \sin \lambda_i + 0,21 V_\odot \overline{\pi''} \sum_{i=1}^N \sin^2 \lambda_i = 0,21 V_\odot \overline{\pi''} \sum_{i=1}^N \sin^2 \lambda_i. \quad (5.3.6)$$

A $\sum v_i \sin \lambda_i / N$, ill. $\sum \sin^2 \lambda_i / N$ középértékeket a szokásos módon rendre $\overline{v \sin \lambda}$ -sal, ill. $\overline{\sin^2 \lambda}$ -sal jelölve adódik, hogy

$$\overline{\pi''} = \frac{4,74}{V_\odot} \cdot \frac{\overline{v \sin \lambda}}{\overline{\sin^2 \lambda}}. \quad (5.3.7)$$

Ilyen módszerrel határozták meg pl. *B* csillagok, valamint az *RR Lyrae* változók egész sorának távolságát, és ennek segítségével abszolút magnitúdóját.

A csillagcsoport közepes parallaxisa a radiális sebességek ismeretében a τ komponensekből is meghatározható. Az itt használt módszer az előzőtől független, és a τ összetevő mellett a radiális sebességeket használja fel.

A kiszemelt csillagcsoport valamely tagjának megfigyelt V térbeli sebessége nyilván felírható a $\mathbf{V} = \mathbf{V}_* - \mathbf{V}_\odot$ különbség alakjában, ahol \mathbf{V}_* a szóban forgó csillag sebessége a csoport egészéhez képest. Legyen v_r a \mathbf{V} v irányú, v_τ pedig τ irányú komponense (5.11. ábra). Mivel $v_{\odot\tau}$ a koordináta-rendszer választásából eredően nulla,

$$v_\tau = v_{*\tau}. \quad (5.3.8)$$

Mint ahogy az 5.11. ábrából jól látható,

$$v_r = v_{*r} + v_\odot \sin \lambda, \quad (5.3.9)$$

a radiális (R irányú) komponens pedig így írható:

$$v_R = v_{*R} - v_\odot \cos \lambda. \quad (5.3.10)$$

A csillag sajátmozgásának τ komponense és térbeli sebességének τ irányú vetülete között nyilván az alábbi (távolságtól függő) összefüggés áll fenn:

$$|\tau| = \frac{\pi''}{4,74} |v_{*\tau}| = 0,21\pi'' |v_{*\tau}|. \quad (5.3.11)$$

Tehát a csillagcsoport összes csillagaira átlagolva írható:

$$\overline{\pi''} = 4,74 \frac{\bar{\tau}}{v_{*\tau}}. \quad (5.3.12)$$

Ezzel még nem vagyunk készen, hiszen $v_{*\tau}$ megfigyelések útján közvetlenül nem határozható meg. Viszont ha feltételezhetjük, hogy a csillagcsoport szférikus sebességeloszlású (azaz az individuális sebességek tetszőleges j irányra való v_{j1} vetületeire

nézve $\sum_{i=1}^N |v_{ji}|$ iránytól független állandó), akkor nyilván

$$|\overline{v_{*\tau}}| = |\overline{v_{*R}}| = |\overline{v_R + v_\odot \cos \lambda}|, \quad (5.3.13)$$

és így (5.3.12) valamint (5.3.13) alapján

$$\overline{\pi''} = \frac{4,74 |\bar{\tau}|}{|v_R + v_\odot \cos \lambda|}. \quad (5.3.14)$$

$V_\odot < |\overline{v_{*R}}|$ esetén ezen utóbbi módszer ad tökéletesebb eredményt, míg ha $V_\odot > |\overline{v_{*R}}|$, akkor a v komponensek használata az indokoltabb. A szekuláris parallaxis módszerrel jelenleg $\pi'' \approx 0,002$ értékek is mérhetőek ($d \approx 500$ pc), azaz az eljárás jóval nagyobb hatótávolságú, mint az évi parallaxisoké.

Parallaxis mérésére azonban nemcsak a Nap, hanem nem túl távoli csillaghalmazok relatív mozgása is felhasználható. Ha egy csillagcsoport összes tagja azonos térbeli sebességgel mozog, akkor távolságuk (d) a következő megfontolás alapján határozható meg:

Miután az ilyen csillagok párhuzamos pályákon mozognak, a mért sajátmozgások gömbi sugársort (a gömb egy pontjára illeszkedő főköríveket) alkotnak. (Példaként

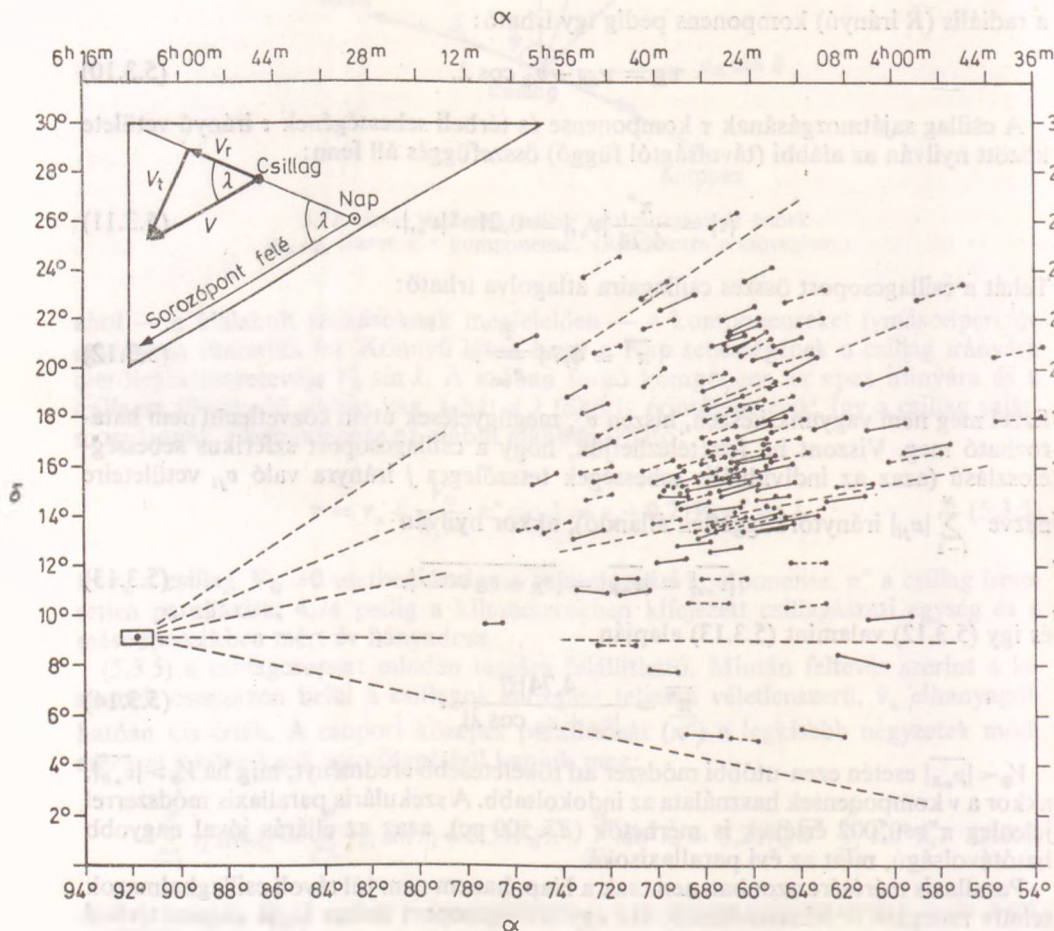
a *Hyadok*, a *Plejádok* valamint az *Ursa Major* és a *Skorpió-Kentaur* csillagáramok esetét hozhatjuk fel.) Ha v_R -rel, ill. v_T -vel jelöljük a mozgási halmaz tagjainak km/s-ban mért radiális, ill. tangenciális sebességét, λ -val a konvergenciapont és a mérendő távolságú csillag iránya közötti szöget és végül μ -vel ugyanazon csillag T_1 , ill. T_2 időpontokban mért pozíciója közötti szögeltérést, akkor (mint ahogy az 5.12. ábrából világosan látható) minden tagra fennállnak a következő összefüggések:

$$v_{T_i}/v_{R_i} = \operatorname{tg} \lambda_i,$$

$$v_{T_i}(T_2 - T_1)/d = \operatorname{tg} \mu_i,$$

és így a kilométerekben mért távolságra adódik, hogy

$$\bar{d} = (T_2 - T_1) \overline{(v_R \operatorname{tg} \lambda / \operatorname{tg} \mu)}. \quad (5.3.15)$$



5.12. ábra. A *Hyadok*hoz tartozó csillagok párhuzamos térbeli pályákon haladnak mintegy 45 km/s sebességgel. Mivel a halmaz távolsága csak 40,7 pc, a sajátmozgások jól kivehető sugársort alkotnak, és a csillagáram-parallaxis módszer megbízhatóan alkalmazható. (Az ábra betétje szemléltetést ad a geometriai viszonyokról.)

(Itt értelemszerűen feltettük, hogy minden i, k -ra $|d_i - d_k| \ll d_i, d_k$, így a távolság mellől az index elhagyható. Az időintervallum másodpercekben értendő!) Könnyű belátni, hogy a csillagcsoport közepes parallaxisa a radiális sebességek és az iv-másodperc/év egységben mért μ_i sajátmozgások segítségével a következő alakban adható meg:

$$\overline{\pi''} = 4,74 \overline{\mu'' / (v_R \lg \lambda)}. \quad (5.3.16)$$

(Itt felhasználtuk, hogy kis szögek tangense jó közelítéssel megegyezik a szög radiánban kifejezett értékével.)

Az (5.3.16)-tal adott ún. *csillagáram-parallaxis* a megfelelő objektumok ritkasága miatt sajnos csak viszonylag kevés esetben határozható meg. A módszerrel legpontosabban a viszonylag közeli *Hyadok* távolsága mérhető ($d=40,7$ pc). Az eljárás egzakt alkalmazhatósága az alábbi három feltétel teljesülését követeli meg:

a) A csillagcsoport nem forog, nem húzódik össze és nem expandál. (A tagok sebességvektorai valóban párhuzamosak.)

b) A radiális sebességek és a sajátmozgások eléggé kiemelkednek a háttérből ahhoz, hogy a csoporttagságot megbízhatóan megállapíthassuk.

c) A sajátmozgások vonatkoztatási rendszere szisztematikus hibák nélküli, valódi inerciarendszer.

A jelenlegi erőfeszítések jórészt arra irányulnak, hogy mind nagyobb pontossággal megállapíthassuk: milyen mértékig teljesül a fenti három feltétel. A munkának az ad különösen erős hangsúlyt, hogy a *Hyadoknak* elsőrendű kalibrációs jelentősége van egy egész sor fontos területen. Nevezetesen:

- a galaktikus távolságskála ún. nullapontjának megadásában;
- a másodlagos távolságmeghatározási módszerek kalibrálásában;
- a szuperóriások, *OB* csillagok és pekuliáris színképű csillagok luminozitásának meghatározásában;

- a HRD standard nullakorú fősorozatának hitelesítésében;

- a csillagmodellek alapján levezetett HRD empirikus ellenőrzésében.

Jórészt geometriai módszert használhatunk az ún. *vizuális kettőscsillagok* távolságának meghatározásához is. Ebben az esetben mérni tudjuk az égbolton a relatív pályaellipszis vetületét, és természetesen a keringés periódusát is. A vetületből egyszerű geometriai módszerrel (pl. a *Zwiers*-féle eljárással, lásd pl. a 4.1.2. fejezetet) visszaállítható a valódi pálya nagytengelye (szögmértékben); KEPLER harmadik törvénye szerint pedig

$$a^3 = (M_1 + M_2) P^3 \quad (5.3.17)$$

(a a relatív pálya fél nagytengelye csillagászati egységben, M_1 és M_2 a komponensek tömege Nap-tömegben kifejezve, P az években mért keringési periódus). Míután a periódust közvetlenül mérni tudjuk, $M_1 + M_2$ értékére megfelelő becslést találva az előbbi összefüggésből a -t hosszegységben is megkaphatjuk, tehát — mivel a nagytengely szögméretét már ismerjük — a kettőscsillag távolsága egyszerűen kiszámítható.

Az eljárás alkalmazását megkönnyíti, hogy a csillagok tömegének szórása az egyéb állapothatározókéhoz (pl. luminozitás, átmérő) képest viszonylag kicsi. Fokozottan igaz ez a kettőscsillagok komponenseinek tömegösszegére, amelynek értéke általában $0,5$ és $5M_\odot$ között ingadozik. A becslés további pontosítását teszi lehetővé a HRD főágán fekvő csillagokra alkalmazható tömeg—luminozitás (L) reláció, amely szerint $L \sim F(M)$. Az i látszólagos fényesség viszont a luminozitás és a tőlünk mért távolság függvénye: $i = f(L, d)$. A komponensek tömegösszegére valamilyen „jó-

zan” kiinduló értéket (leggyakrabban $2\mathfrak{M}_\odot$) feltételezve és a P periódust mérve első közelítésben kiszámíthatjuk a rendszer távolságát. Ezután a kapott távolság és az észlelt látszólagos fényesség alapján meghatározzuk a komponensek abszolút fényességét, ebből pedig a tömeg—luminozitás reláció alapján tömegüket. Most már ezt a javított értéket használjuk (5.3.17)-ben, újabb — már jobb — távolságbecslést kapunk, és így haladunk szukcesszív approximációval tovább, egészen addig, amíg a két egymás utáni becslés közötti eltérés már elhanyagolható. Az eljárás végén adódó tömegösszeget $\lim (M_1 + M_2)$ -vel jelölve, a rendszer parallaxisa és a valódi pálya ívmásodpercben mért nagytengelye között az alábbi összefüggés áll fenn:

$$\pi'' = a''/[P^2 \lim (M_1 + M_2)]^{1/3}. \quad (5.3.18)$$

Ennek az ún. *dinamikus parallaxis módszernek*, amellyel eddig mintegy 3000 kettős-csillag parallaxisát határozták már meg, a hatótávolsága jelenleg kb. 200 pc.

J. H. OORT munkássága nyomán 1927 óta tudjuk, hogy Tejútrendszerünk differenciális rotációt végez (lásd az 5.7. fejezetet). Napunk keringési sebessége pl. kereken 250 km/s, és egy körülfutási periódus 250 millió évig tart. Ha meghatározzuk az R galaktocentrikus távolsággal változó $\omega(R)$ szögsebességgel keringő csillagoknak (vagy egyéb objektumoknak) a Naphoz képest fellépő sebességét, akkor a radiális komponensre a

$$v_r = Ad \sin 2l, \quad (5.3.19)$$

a tangenciálisra pedig a

$$v_t = Ad \cos 2l + Bd \quad (5.3.20)$$

összefüggést kapjuk, ahol l a megfigyelt objektum galaktikus hosszúsága, d a pc-ben mért heliocentrikus távolsága, A és B pedig a nevezetes Oort-féle konstansok, amelyek lényegében azt adják meg, hogy mennyire tér el a merev testétől a Tejútrendszer rotációja a Nap környezetében:

$$A = -\frac{1}{2} R_\odot \left(\frac{d\omega}{dR} \right)_\odot, \quad (5.3.21)$$

$$B = -\omega_\odot - \frac{1}{2} R_\odot \left(\frac{d\omega}{dR} \right)_\odot.$$

Az IAU által 1963 óta „hivatalosan ajánlott” alapkonsztansok rendszerében:

$$R_\odot = 10\,000 \text{ pc}; \quad A = 15 \text{ km s}^{-1}/(1000 \text{ pc}),$$

$$\omega_\odot = 25 \text{ km s}^{-1}/(1000 \text{ pc}); \quad B = -10 \text{ km s}^{-1}/(1000 \text{ pc}).$$

Ezek az értékek azonban még távolról sem tekinthetők véglegesen meghatározottnak.

Az (5.3.19) és (5.3.20) összefüggéseket szintén felhasználhatjuk az égitestek távolságának a meghatározására, amennyiben v_r , ill. v_t mérhető. A pekuliáris — azaz az általános rotációs képtől eltérő — mozgások miatt ezt az ún. *rotációs parallaxis módszert* is csak statisztikusan alkalmazhatjuk (hasonlóan, mint a szekuláris parallaxist).

5.3.2. Fotometriai távolságmérési módszerek

A geometriai távolságmérési módszerek használhatósági határán és alkalmazhatósági körén kívül (mind közvetlen, mind átvitt értelemben) általában fotometriai vagy spektroszkópiai eljárásokat használunk az égitestek távolságának meghatározására. Ezek az égitestek látszólagos és abszolút fényessége közötti különbség megállapításán alapulnak. A látszólagos fényesség — adott színtartományban — a következő három tényezőtől függ:

- a) az égitest valódi (abszolút) fényességétől, azaz az időegység alatt kisugárzott fényenergiától,
- b) az égitest távolságától,
- c) annak a közegnek a fényelnyelésétől, amelyen keresztül az égitest fénye hozzánk jut.

Ha tehát ismerjük az objektumok abszolút fényességét és a fény esetleges elnyelésének mértékét, akkor a látszólagos fényesség megmérése útján kiszámíthatjuk távolságukat is. Az abszolút fényrend definíciójának folyamánként az $m-M$ távolságmódulusból:

$$\log r = -\log \pi = 0,2(m - M + 5), \quad (5.3.22)$$

ahol r a pc-ben mért távolság, π az ívmásodpercben kifejezett parallaxis, M az abszolút magnitúdó, és m a fényelnyelésre korrigált látszólagos fényrend ($m = m_{\text{mórt}} - \alpha r$, ahol α az 1 pc-re jutó interstelláris fényelnyelés).

A különböző fotometriai távolságmérési módszerek lényegében az abszolút fényesség meghatározásának módjában térnek el egymástól. Már azzal az igen durva feltevéssel is, hogy minden csillag luminozitása egyforma, és a látszólagos fényességeli eltéréseket a különböző távolságok okozzák, használható eredmény jött ki. W. HERSCHEL a 19. század elején ilyen feltevés alapján végzett sztéllárstatisztikai vizsgálatokat, és felfedezte, hogy Napunk egy nagy kiterjedésű, de véges, lencsealakú csillagrendszer tagja.

A mai követelményeknek megfelelő fotometriai távolságméréshez azonban elengedhetetlen az abszolút fényességek ismerete. Szerencsére a csillagok színe és még inkább színképe megfelelően kódolt formában információt nyújt a luminozitásról, és az esetleges fénygyengítés mértékéről is. A kódot a geometriai eljárásokkal megmérhető távolságú objektumok segítségével fejthetjük meg.

RUSSELL 1905-től, HERTZSPRUNG 1913-tól vizsgálta geometriailag ismert távolságú csillagok abszolút fényességének függését a színképosztálytól, azaz első közelítésben felszíni hőmérséklettől (lásd a 4.2. fejezetet). Azt találták, hogy a csillagok a fényesség—színképosztály diagramon csak jól körülhatárolt sávok mentén helyezkednek el. Hasonló eredményt kapunk akkor is, ha a színképosztály helyett megfelelő színindexeket használunk.) Miután a Hertzsprung—Russel-diagram a közepes és késői típusokra többértékű, és a csillagközi fényelnyelés mind az objektumok látszólagos fényességét, mind a színét megváltoztathatja, spektroszkópiai parallaxis eredményű csillagokra csak úgy határozhatunk meg, ha kihasználjuk az ún. kétparaméteres spektrálklasszifikáció adta lehetőségeket. Csak első közelítésben igaz ui., hogy csillag színképe a felszíni hőmérséklet (és a kémiai összetétel) függvénye. A spektrum további sajátosságait a fotoszféra sűrűsége (és a sűrűséggradiens) is befolyásolja. A sűrűség pedig függ a felszíni gravitációs gyorsulástól. A nagy luminozitású (mert ugyanolyan felszíni hőmérséklet mellett jóval nagyobb térfogatú) óriáscsillagok lég-

körének az a része, ahonnan a hozzánk eljutó fény döntő többsége származik, a kisebb felszíni gravitációs gyorsulás miatt sokkal ritkább, mint a HRD főágához tartozó csillagoké. Így olyan spektrális jegyek keletkeznek (pl. egyes nyomásra érzékeny vonalak profiljában, ill. intenzitásában), amelyek alapján az ugyanolyan színképtípusú, de eltérő fényességi osztályba tartozó csillagok jól megkülönböztethetők egymástól. A spektroszkópiai parallaxismérés hatótávolsága az abszolút magnitúdó függvénye (pl. A0V típusú csillagokra kb. 2000 pc), relatív hibája, a távolságtól és színeképtípustól függően, 20...60%.

Megjegyezzük, hogy a fényességi osztályok megfelelően kiválasztott közepes sávzélességű fotometriai rendszerekben (pl. a *Strömgen*-féle ubvy, H_β vagy H_γ) történő észlelések segítségével is meghatározhatók, és így a módszer hatótávolsága kb. 5000 pc-ig tolható ki.

A kozmikus (tehát objektíve jelen lévő) és mérési szórás, továbbá különböző lehetséges szisztematikus hibák következtében a spektroszkópiai parallaxis módszer mezőcsillagokra alkalmazva eléggé pontatlan eredményt ad. Ezért a fotometriai távolságmeghatározás terén is igen nagy jelentősége van a csillaghalmazoknak, mivel tagjaik tőlünk gyakorlatilag mind azonos távolságra vannak, és így az individuális mérési adatok közepelhetők. A halmaztagok „kollektív” távolságának meghatározásában alapvető szerepet játszik a látszólagos színek és fényességek alapján felrajzolt szín—fényesség diagram, melynek elhelyezkedéséből mind a halmaz távolsága, mind az esetleges intersztelláris fényelnyelés mértéke leolvasható.

A módszer hatékonyságát az a szerencsés körülmény is biztosítja, hogy Tejútrendszerünkben — az esetek nagy többségében — azonos mérvű fényelnyelés azonos mértékű elszíneződéssel jár. A nemzetközileg legelterjedtebb *Johnson*-féle UB—háromszín-fotometriai rendszerben

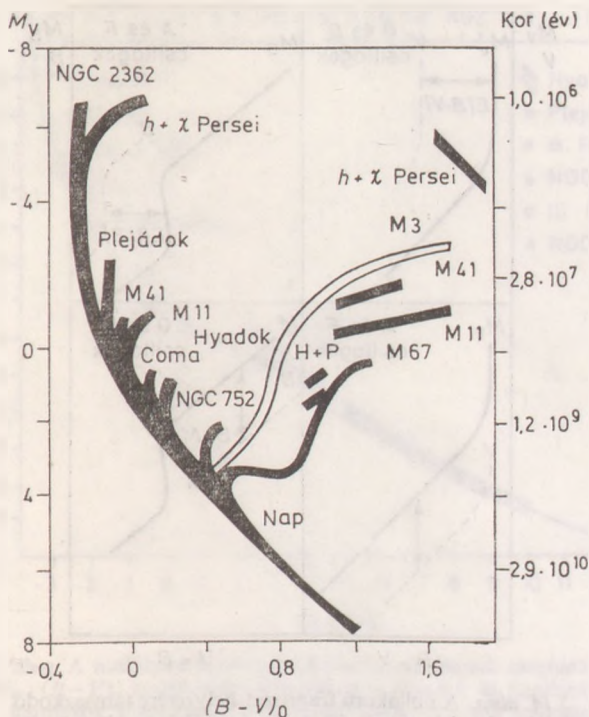
$$A(V) = 3,0E(B-V), \quad (5.3.23)$$

$$E(U-B) = xE(B-V) + 0,05E^2(B-V), \quad (5.3.24)$$

ahol $A(V)$ a V színben jelentkező (magnitúdókban mért) abszorpció, $E(B-V)$, ill. $E(U-B)$ a hosszúhullámú, ill. rövidhullámú színindexek* színexcesszusa (azaz a valódi és az észlelt színindex különbsége), az x arányossági tényező pedig a csillagok valódi színének függvénye (az O csillagoknál értéke 0,72 és ez a csökkenő felszíni hőmérséklettel 0,62-ig csökken).

Mint ahogy azt néhány ismertebb nyílthalmaz és az M3 jelű gömbhalmaz egyesített szín—fényesség diagramja is mutatja (5.13. ábra), az egyes halmazokhoz tartozó diagramok közös bal oldali burkológörbével rendelkeznek, amelytől — különböző abszolút fényességeknél — jobb felé elhajolnak. A jelenség a különböző tömegű csillagok eltérő fejlődési sebességében leli magyarázatát. Bár keletkezésük után (tömegüktől függő magasságban) mindnyájan az említett közös vonalon — az ún. *nullakorú fősorozaton* (angol eredetű rövidítéssel *ZAMS*) — helyezkednek el, öregedésük hatására annál gyorsabban változik meg eredeti színük és fényességük, minél nagyobb a kezdőtömegük. Így minél idősebb egy halmaz, annál kisebb abszolút fényességnél jelentkezik már az eredeti szín—fényesség diagram módosulása. Valamely csillag-

* A színindex definíció szerint az objektum két különböző színben mért látszólagos magnitúdójának különbsége. Nemzetközi konvenció értelmében mindig a rövidebb hullámhosszú értékből vonjuk ki a hosszabb hullámhosszút (pl. ultraibolya mínusz kék). Ha a színindex pozitív, akkor a csillag a hosszabb hullámhosszon, ha negatív, akkor a rövidebb hullámhosszon sugároz intenzívebben. A színindexek nullapontját is nemzetközi megegyezés szabályozza. Részletesebben lásd a 4.1.3. fejezetben.

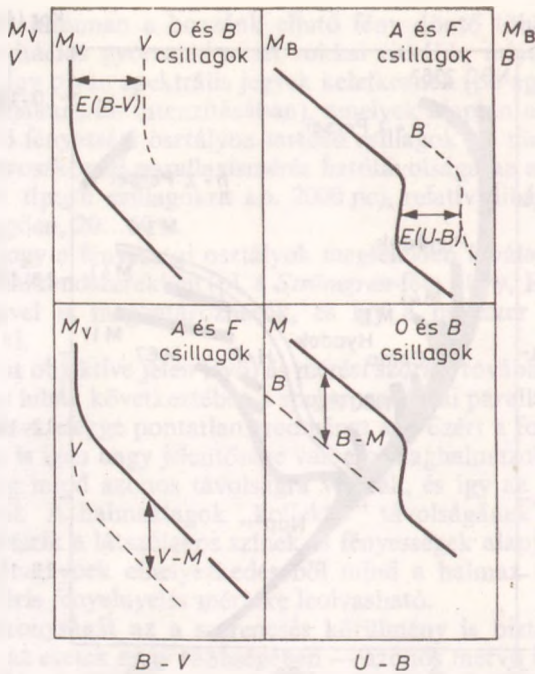


5.13. ábra. Különböző nyílthalmazok (és az M3 gömbhalmaz) szín—fényesség diagramjai. A függőleges tengelyen a csillagok abszolút fényrendjét, a vízszintesen pedig valódi színindexüket tüntettük fel az UBV-színrendszerben. A halmazok kora főáguk elhajlási pontjának magasságából becsülhető

halmaz UBV-fotometriájának elvégzése és hosszú-, valamint rövidhullámhosszú szín—fényesség diagramjának ($V, B-V$, ill. $B, U-B$) felrajzolása után távolságát — W. BECKER nyomán — a következőképp határozhatjuk meg. A nullakorú fő-sorozatot az alábbi két mellékfeltétel szem előtt tartásával önmagával párhuzamosan az abszcissa és az ordináta mentén addig toljuk, míg az a legjobban nem illeszkedik a még eltejlődési effektust nem mutató halmazcsillagokhoz:

- a távolságmodulusnak azonosnak kell lennie mindkét szín—fényesség diagramon;
- az eltolásból eredő $E(B-V)$ és $E(U-B)$ szín-excesszusoknak eleget kell tenniük a tentebb tárgyalat elszíneződési (vörösödési) törvénynek (5.3.24).

Az eljárás sémáját az 5.14. ábra mutatja. Mint ahogy azt a rajzon is érzékeltettük, az elsősorban korai színképtípusú csillagokat tartalmazó halmazok esetében a távolságmodulus a rövidhullámú, a színexcesszust (és ezzel a fényelnyelést) pedig a hosszuhullámú diagram alapján lehet pontosabban megállapítani; az olyan halmazok esetén viszont, amelyek ilyen csillagokat nem tartalmaznak, fordított a helyzet. Nyitva maradt még a kérdés, hogy hogyan lehet minél pontosabban meghatározni a nullakorú fősorozat helyét valamilyen (pl. az UBV-) színrendszeren belül az ab-

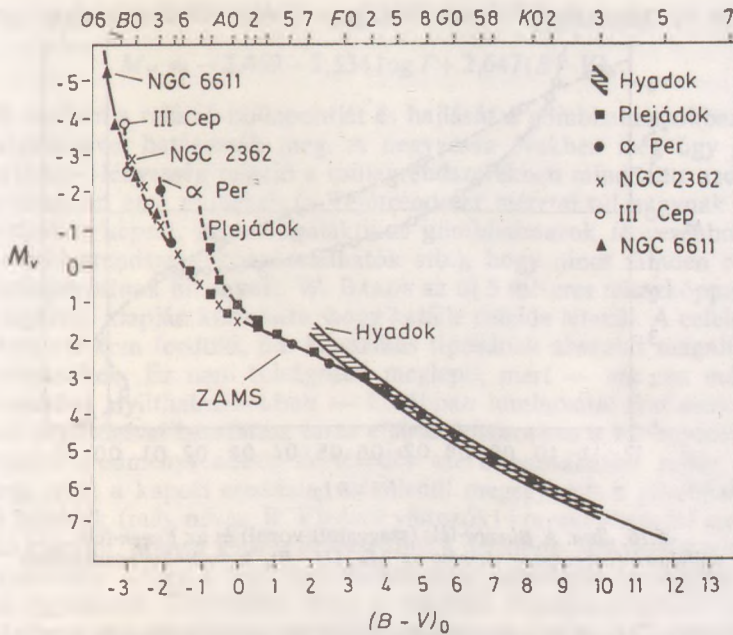


5.14. ábra. A nullakorú főszorozat helyzetére támaszkodó Becker-féle háromszín-fotometriai távolságmeghatározási eljárás sémája

szolút fényrend—valódi színindex koordináta-rendszerben? Az eljárás — A. BLAAUW nyomán — a következő:

Kiindulásul vesszük a *Hyadok*at (kalibrációs jelentőségét már korábban kiemeltük), hiszen ennek a halmaznak a távolságát geometriai módszerekkel megbízhatóan meg tudjuk mérni, és így a halmaztagok abszolút magnitúdója is ismert. Mivel azonban a *Hyadok* csak viszonylag késői csillagokat tartalmaznak (A7—K), a nullakorú főszorozat korai csillagokat felölelő részét csupán több lépésben tudjuk megszerkeszteni. BLAAUW a *Hyadok* „csonka” főszorozatát először a *Plejádok*kal egészítette ki. Ez a halmaz fiatalabb az előzőnél, ezért a nullakorú főszorozat segítségével nagyobb abszolút fényességekig követhető, ugyanakkor F és G típusú csillagai teljes fedésbe hozhatók a *Hyadok* megfelelő tagjaival. (A halmaz elegendően idős ahhoz, hogy ezek a kisebb tömegű csillagok is már a főszorozaton vannak.) Az egyre fiatalabb halmazok felé haladva a *Plejádok*hoz az α *Persei*, az NGC 2362 és a *Cepheus OB3* csillagtársulás illeszthető olyan módon, hogy főszorozataik nullakorúnak számító részének alsó vége még az előző halmazéval esik egybe, felső része pedig egyre nagyobb tömegű csillagokat fog át. A *Blaauw*-féle sort az NGC 6611 zárja. Ezzel az igen fiatal nyílthalmazzal már a főszorozat legnagyobb luminozitású csillagai is elérhetők (5.15. ábra).

BLAAUW a nullakorú főszorozat meghatározását (a fenti konstrukció segítségével) a hatvanas évek elején végezte el, később ugyan N. VOGT kimutatta, hogy a *Plejádok* és az NGC 6611 közötti rész egyedül a h és χ *Persei* kettős csillaghalmazzal is áthidalható, de a végeredmény nem változott. A *Blaauw*-féle ZAMS-szal szemben

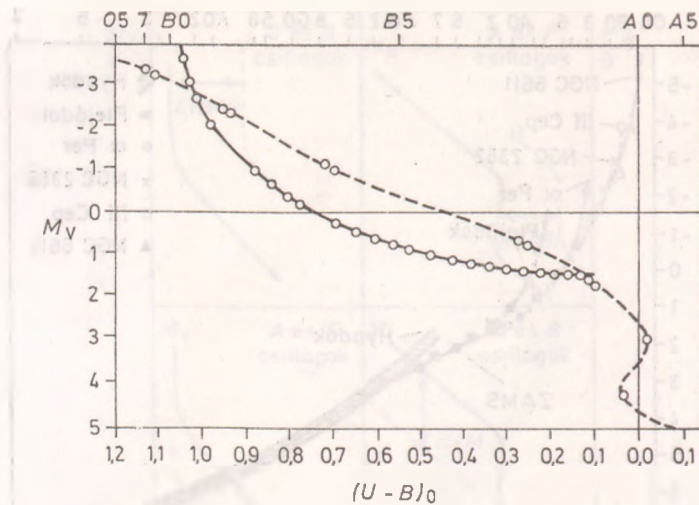


5.15. ábra. A nullakorú fősorozat (ZAMS) lefutásának meghatározása az M_V , $(B-V)_0$ koordináta-rendszerben, a Hyadok és fiatalabb nyílthalmazok főágainak illesztése útján (A. BLAAUW nyomán)

1976-ban O. J. EGGEN támasztott komolyabb aggályokat, aki a Carson-féle opacitásokat (lásd a 4.5. fejezetet) használó csillagmodell számítások és D. L. CRAWFORD, ill. munkatársai által a 70-es években végzett közepes sáv szélességű, valamint H_β fotometriai mérések alapján arra a következtetésre jutott, hogy a korai csillagokra vonatkozóan (kb. B8-ig) a valódi nullakorú fősorozat jelentősen eltér a Blaauw-félétől (5.16. ábra). EGGEN szerint a különbség oka elsősorban az, hogy a Plejádokban már valamivel kisebb tömegű csillagok is elfejlődtek a ZAMS-tól, mint azt korábban gondolták. Igaza van-e EGGENnek, vagy nincs, még nem eldöntött kérdés. (A revíziót egy sor szovjet és nyugati szakkolléga mellett jelen sorok írója is támogatja.) A probléma mielőbbi megoldása mindenestre alapvető fontosságú, hiszen a nullakorú fősorozat döntő szerepet játszik a csillaghalmazok távolságának meghatározásában és ezen keresztül az egész galaktikus (sőt extragalaktikus) távolságskála felállításában.

5000 pc körüli távolságokig a legpontosabb távolságmérés a nyílthalmazok segítségével érhető el. Szerencsére viszonylag nagy számban vannak jelen (becsléseink szerint mintegy 15 ezer található belőlük a Tejútrendszerben), így igen kiterjedten használhatók, és igen fontos szerepet játszanak több további fotometriai távolságmeghatározási módszer — így a nevezetes *periódus—fényesség reláció* — kalibrálásában is.

1908 és 1912 között HENRIETTA LEAVITT a Magellán Felhők hosszúperiódusú cefeidáit vizsgálva, ezek $m = \frac{1}{2}(m_{\max} + m_{\min})$ közepes látszólagos fényessége és P periódusa között kvázilineáris összefüggést talált, amelyet a későbbi megfigyelések



5.16. ábra. A Blaauw-féle (szaggatott vonal) és az Eggen-féle nullakorú fősorozatok eltérése az $M_V, (U-B)_0$ koordináta-rendszerben

is megerősítettek. Mivel az extragalaxisokban az egyes csillagok közötti távolságkülönbség a tőlünk mért távolsághoz képest elhanyagolható, a fenti összefüggés nyilván az abszolút magnitúdókra is fennáll. A *Kis Magellán Felhő* 207 cefeidájából a vizuális magnitúdókra megállapított $m = C - 1^m,74 \log P$ relációban ezért már csupán a C konstans értékét kell valamilyen egyéb módszerrel meghatározni. Ha ez sikerül, akkor minden olyan alakzat távolságát, amelyben vagy amelynek közelében cefeida található, meg tudjuk mérni.

Az első eredményt ezen a téren HERTZSPRUNG vizsgálatai szolgáltatták, aki 13 viszonylag közeli cefeida sajátmozgásából szekuláris parallaxis módszerrel a $P = 6,6$ esetre $M = -2,3 \pm 0,3$ abszolút fényességet kapott. A későbbiekben elvégzett pontosabb vizsgálatok, amelyekben már a populációs különbségeket is figyelembe vették, az alábbi eredményhez vezettek:

Az I. populációs cefeidák periódus—fényesség relációja:

$$M_V = -1^m,67 - 2,54 \log P, \quad (5.3.25a)$$

$$M_B = -1^m,33 - 2,25 \log P. \quad (5.3.25b)$$

A II. populációs cefeidákra vonatkozó megfelelő összefüggések a fentiekkel nagyjából párhuzamosan haladnak, de ugyanolyan periódus mellett mintegy $1^m,5$ -val halványabb abszolút magnitúdókat adnak (a nullaponteltérés miatt). Az összefüggést itt a bolometrikus fényrendre is meghatározták:

$$M_{bol} = -0^m,07 - 2,67 \log P. \quad (5.3.25c)$$

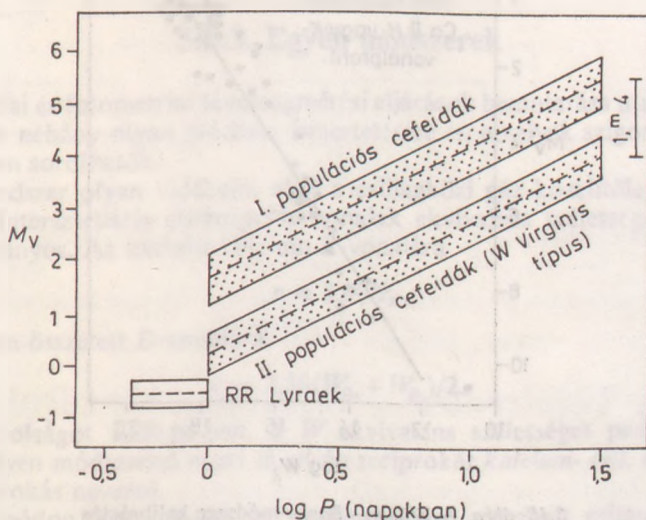
Az első esetben az összefüggés „meredeksége” — H. C. ARP nyomán — a *Kis Magellán Felhők* cefeidáiból származik, a nullapont pedig — A. SANDAGE, R. P. KRAFT, M. SCHMIDT és G. A. TAMMANN vizsgálatai alapján — olyan nyílthalmazok (pl. h és χ Persei, NGC 7790) cefeidáin nyugszik, amelyek távolságát az előbbieken ismertetett háromszínfotometriai módszerrel sikerült meghatározni. (A nullakorú fősorozat módosítása esetén tehát a periódus—fényesség reláció is megváltozik!) Az is ki-

derült, hogy az I. populációs reláció a cefeidák színétől is függ. Így pl. a V színben:

$$M_V = -2,469 - 3,534 \log P + 2,647(B - V)_0. \quad (5.3.26)$$

A második esetben a reláció nullapontját és hajlását a gömbhalmazokban található cefeidák segítségével határozták meg. A negyvenes években még úgy gondolták, hogy a periódus—fényesség reláció a csillagrendszerekben mindenütt azonos. Bizonyos jelek azonban arra mutattak (a Tejútrendszer méretei túl nagyak adódtak a többi galaxiséhoz képest, az extragalaktikus gömbhalmazok fényesebbnek tűntek, mint a mi csillagrendszerünkben találhatóak stb.), hogy nincs minden rendben. A gyanú megalapozottnak bizonyult. W. BAADE az új 5 méteres teleszkóppal 1950-ben kezdett vizsgálatait alapján kimutatta, hogy kétféle cefeida létezik. A cefeidák gömbhalmazokban elő nem fordul, ún. klasszikus típusának abszolút magnitúdóját kb. $M_V = 5$ -vel alábecsülték. Ez nem túlságosan meglepő, mert — bár ma már 20 ilyen csillagot ismerünk nyílthalmazokban — korábban luminozitásukat csak szekuláris parallaxisuk segítségével becsülték, és az eljárás (elsősorban a kis egyedszám miatt) csak pontatlan eredményt adott. A tévedés azért maradhatott rejtve viszonylag hosszú ideig, mert a kapott eredmény véletlenül megegyezett a gömbhalmazokban előforduló cefeidák (más néven *W Virginis* változók) korrekt abszolút magnitúdójával. Azután kiderült, hogy a kétféle cefeidatípus a periódus—fényesség reláción kívül sok más vonásban — így a tejútrendszerbeli elhelyezkedésük szempontjából is — különbözik egymástól. Történelmi tény: a cefeidák döntően hozzájárultak ahhoz, hogy BAADE bevezette a csillagpopulációk fogalmát, és első megközelítésben a galaxisok objektumait I. és II. populációba sorolta.

A pulzáló csillagok közül a cefeidák mellett az *RR Lyrae* típusú változókat használják legkiterjedtebben távolságmérésekre. Ezek is második populációs objektumok, és különösen gyakoriak a gömbhalmazokban. Fényváltozási periódusuk 1,5 napnál rövidebb, és abszolút fényességük a periódustól független állandó: jelenleg V -ben $+0,5$ -körüli értékeket tekintenek a legmegbízhatóbbnak (5.17. ábra). Az állandót a gömbhalmazokban található *RR Lyrae* segítségével úgy rögzíthetjük, hogy a hal-



5.17. ábra. A cefeidák és az *RR Lyrae* csillagok periódus—fényesség relációja

maz távolságát a HRD alsó, fejlődési effektust még nem mutató részének segítségével, a korábban ismertetett háromszín-fotometriai eljárással meghatározzuk.

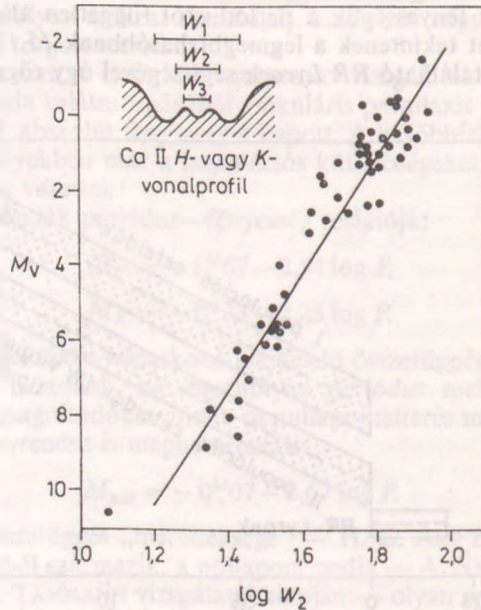
Az *RR Lyrae* csillagok kiváló alkalmat nyújtanak a galaktikus centrum távolságának megmérésére, hiszen egyrészt a gömbhalmazok közel szférikus alrendszerként alkotnak a Tejútrendszerben (így az alrendszer középpontja könnyen megadható), másrészt *RR Lyrae* magában a galaktikus magban is előfordulnak.

Az úgynevezett *fedési változóknál* (lásd a 4.12. fejezetet) a fénygöréből kiszámítható a komponensek R_* sugara és így teljes sugárzó felszíne. Miután a valamely $\Delta\lambda$ sávban észlelt színekéből a felületi sugárzási hőmérséklet (T_s) és ezzel a felületegységenként, valamint időegységenként kisugárzott $E(\lambda, T_{s*})$ elektromágneses energia is adódik, a mérés ismeretében meghatározható a luminozitás, amely a szokásos magnitúdó skálán az alábbi alakban írható:

$$M_* = M_{\odot} - 5 \log \frac{R_*}{R_{\odot}} - 2,5 \log \frac{E(\lambda, T_{s*})}{E(\lambda, T_{s\odot})} \quad (5.3.27)$$

Az így kapott M_* abszolút fényrend alapján kalkulált távolságmodulusra alapozott távolság reciprokát nevezik *sugárzásenergetikai parallaxisnak*. A módszer hatótávolsága mintegy 200 pc, és eddig már több, mint 600 csillag távolságát határozták meg ilyen módon.

Az egyszerűen ionizált kalcium *H-* és *K-*vonala a legtöbb késői típusú csillag színekében jól észlelhető. A vonalak profilja meglehetősen összetett: széles abszorpciós vonalra keskenyebb emisszió és viszonylag éles második abszorpciós vonal szuperponálódik. (Jelöljük a vonalszélességeket rendre W_1, W_2 , ill. W_3 -mal.) A csillag légkörében az első vonal keletkezik a legmélyebben, a második már magasab-



5.18. ábra. A Wilson—Bappu-módszer kalibrációs görbéje, amelyet ismert trigonometriai parallaxisú csillagok segítségével állapítottak meg

ban, míg a harmadik a legmagasabban, hideg és ritka rétegben. O. C. WILSON és M. K. BAPPU 1957-ben tették közzé azt az észrevételüket, hogy mind a H -, mind a K -vonal esetében fennáll a következő összefüggés (5.18. ábra):

$$\frac{d M_V}{d \log W_2} = \text{konstans.} \quad (5.3.28)$$

(M_V -t magnitúdó, W_2 -t frekvenciaegységekben mérik.) Az összefüggés teljesen empirikus, fennállására még nem találtak elméleti magyarázatot. A rá alapozott távolságmeghatározási eljárást hívjuk *Wilson—Bappu-módszernek*. A reláció iránytangensét és nullapontját a Nap, a *Hyadok* néhány tagja, és megbízható trigonometriai parallaxissal rendelkező késői mezőcsillagok segítségével vezették le. Szakszerű használat mellett a módszerrel 10%-os pontossággal érhető el. Hatótávolsága a spektroszkópiái parallaxismérésével egyezik meg.

Ezzel végére értünk a geometriai és fotometriai távolságmérési eljárások ismertetésének. Komplex alkalmazásukat a *Hyadok* példáján mutatja be az 5.18. táblázat.

5.18. táblázat. A *Hyadok* távolsága különböző módszerekkel mérve

Távolsági módszer	Távolságmodulus [m]
Csillagáram-parallaxis	$3,05 \pm 0,09$
Trigonometriai parallaxis	$3,26 \pm 0,20$
Dinamikus parallaxis	$3,25 \pm 0,12$
<i>Wilson—Bappu</i> -parallaxis	$3,25 \pm 0,20$
Többszín-fotometriai parallaxis	$3,21 \pm 0,10$

(W. F. ALTENA szerint a különböző eljárásokkal kapott távolságok legjobb középértékére a távolságmodulus $3^m 21 \pm 0,03$.)

5.3.3. Egyéb módszerek

A geometriai és fotometriai távolságmérési eljárások bemutatása után érintőlegesen még kitérünk néhány olyan módszer ismertetésére is, amelyek szigorúan véve egyik csoportba sem sorolhatók.

A Tejútrendszer olyan vidékein, ahol a csillagközi gáz közelítőleg egyenletes eloszlású, az intersztelláris abszorpciós vonalak ekvivalens szélessége a távolsággal egyenesen arányos. Az ionizált kalcium K -vonalára

$$r = 3,00 W_K, \quad (5.3.29a)$$

míg a nátrium összetett D -vonalára

$$r = 2,38 (W_{D_1} + W_{D_2})/2. \quad (5.3.29b)$$

(Itt az r távolságot 1000 pc-ben, a W ekvivalens szélességet pedig 10^{-10} m-ben mérik.) Az ilyen módszerrel nyert távolság reciprokát *kalcium-* (ill. *nátrium-*) *parallaxis*nak is szokás nevezni.

Hasonló módon használható fel az általánosan elosztott csillagközi por által okozott elszíneződés is a távolságbecslésre. Átlagosnak számító feltételek teljesülése

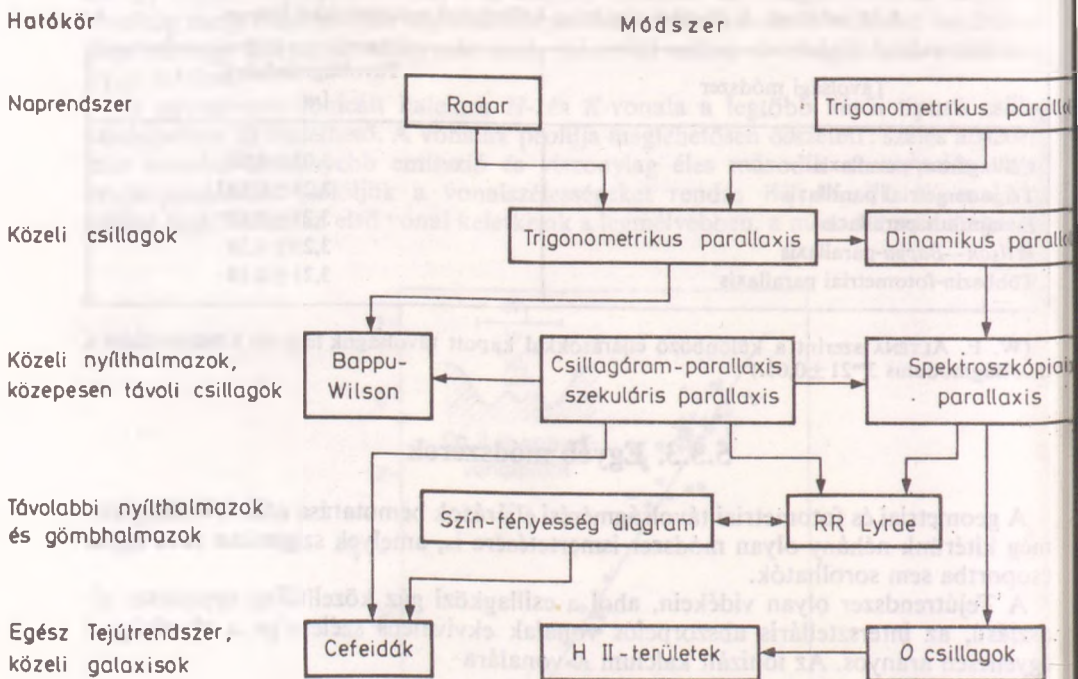
esetén az UBV-rendszer $B-V$ színindexében fellépő vörösödés

$$E(B-V) = 0^m1/(1000 \text{ pc}). \quad (5.3.30)$$

Bár tulajdonképpen fo'ometriai, ill. geometriai módszerről van szó, mégis általában ide sorolják a következő két eljárást is. Tapasztalati tény, hogy a *gömbhalmazok legfényesebb csillagainak átlagfényessége* jó közelítésben állandó. A vonatkozó abszolút fényrendet olyan gömbhalmazok segítségével állapíthatjuk meg, amelyeknek távolságát más módszerekkel már megnéztük. (Analog eljárás alkalmazható pl. a galaxis-halmazok legfényesebb tagjainak átlagfényességével kapcsolatban is.) Ugyancsak állandónak tekinthető a *fényes H II-területek átmérője*. A területet gerjesztő O csillagok spektroszkópiai parallaxisa útján kalibrált átmérőértéket természetesen szintén felhasználhatjuk távolságmeghatározásra.

Az egyéb módszerek kevésbé pontosak a korábban ismertetetteknél, kiegészítő jelleggel azonban igen hasznosan alkalmazhatók.

Összefoglalásul és az egyes távolságmérési eljárások kapcsolatának jobb áttekin-tésére szolgál az 5.19. ábra.



5.19. ábra. A Tejútrendszerben használatos főbb távolságmérési eljárások hatókörének és egymásra épülésének sémája

5.4. A Tejútrendszer centrumának távolsága

A Nap galaktocentrikus távolsága jelenlegi ismereteink szerint legpontosabban az *RR Lyrae* csillagok segítségével határozható meg. A kapott érték természetesen függ e változó abszolút magnitúdójától és az abszorpció mértékétől. Az utóbbi az interstelláris vörösödési törvény alapján viszonylag jól „kézben tartható”, de a

luminozitással kapcsolatos problémákat mind ez ideig nem sikerült még megnyugtatóan lezárni. A baj onnan származik, hogy a halora és a galaktikus magra jellemző (de a Nap környékén is megtalálható) kis fémtartalmú *RR Lyrae* (*Preston-féle* $\Delta s \cong 5$)* abszolút fényrendjére szisztematikusan halványabb érték jön ki sztéllárkinematikai megfontolásokból, mint a fotometriai távolságmeghatározások alapján. (R. P. KRAFT és M. SCHMIDT a cejeidák abszolút megntúdójával kapcsolatban egyébként hasonló diszkrepanciát talált. Az eltérés itt kb. 0^m_3 .)

Lényegében a már korábban ismertetett szekuláris parallaxis módszert használva, a Nap sebességét a halo *RR Lyrae* csillagokhoz viszonyítva — a szimmetriaviszonyokat kihasználva — P. WOOLLEY nyomán két különböző módon határozhatjuk meg. Az első módszer esetében a sebességet és annak szórását a kiválasztott csillagok galaktikus pozíciója és radiális sebessége (ϱ) alapján számítjuk, azaz

$$\{\varrho, l, b\} \rightarrow \{v_{\varrho e}, \sigma_{\varrho e}\}. \quad (5.4.1)$$

A második esetben pedig az *RR Lyrae* csillagok sajátmozgásából (μ), helyzetéből, továbbá látszólagos és becsült abszolút fényrendjéből (M_0) indulunk ki, hogy ugyanazt a célt elérjük. Mivel itt még az esetleges intersztelláris abszorpciót (A) is figyelembe kell venni, kapjuk, hogy

$$\{\mu, l, b, m, M_0, A\} \rightarrow \{v_{\varrho \mu}, \sigma_{\varrho \mu}\} \quad (5.4.2)$$

Ha az ember kissé utánagondol, rögtön látja, hogy a második módszernél tulajdonképpen a csillagok relatív sebességének látóvonalunkra merőleges komponenseit „hasznosítjuk”, és a fényességadatokra azért van szükség, mert a megfelelő sebességek a mérhető sajátmozgásokból csak a távolságmodulusok ismeretében számíthatók.)

Jelöljük a szóban forgó *RR Lyrae* csillagok valódi abszolút fényrendjét M_R -rel, és nézzük, hogyan tudjuk a fentiek alapján értékét meghatározni. Tudjuk, hogy a csillagok látóvonalra merőleges sebessége és sajátmozgása, továbbá becsült parallaxisa és távolságmodulusa között az alábbi összefüggések állnak fenn:

$$v_{\mu}[\text{km/s}] = 4,74 \frac{\mu''}{\pi''},$$

$$\pi'' = 10^{-0,2(m - M_0 + 5)}.$$

illetőleg

Ennek alapján

$$\log v_{\mu}(M_0 = 0) = \log(4,74\mu'') + 0,2(m + 5), \quad (5.4.3a)$$

$$\log v_{\mu}(M_0 = M_R) = \log(4,74\mu'') + 0,2(m + 5) - 0,2M_R. \quad (5.4.3b)$$

De figyelembe véve, hogy a korrekt abszolút fényrendet használva, szimmetriaképekből

$$v_{\varrho e} = v_{\varrho \mu} = |\bar{v}_{\varrho}| = |\bar{v}_{\mu}| \quad (5.4.4)$$

ahol az átlagolást az egész csillagcsoportra végezzük), és így

$$\log v_{\varrho \mu}(M_0 = 0) - \log v_{\varrho \mu}(M_0 = M_R) = \log v_{\varrho \mu}(M_0 = 0) - \log v_{\varrho e} = 0^m_2 M_R, \quad (5.4.5)$$

* A *Preston-féle* spektrálinde克斯 jelzi a fémek relatív gyakoriságát az *RR Lyrae*ek légkörében. Definíció szerint a hidrogén-, ill. a kalciumvonalakból megállapított színképtípus alosztály különbségének tízszere.

az *RR Lyrae* abszolút magnitúdójára a következő összefüggést kapjuk:

$$M_R = 5 \log \frac{v_{\odot\mu}(M_0 = 0)}{v_{\odot e}}. \quad (5.4.6)$$

Teljesen analóg módon vezethető le az

$$M_R = 5 \log \frac{\sigma_{\odot\mu}(M_0 = 0)}{\sigma_{\odot e}} \quad (5.4.7)$$

reláció is.

S. V. CLUBE a fenti eljárás igen gondos alkalmazásával, nagyszámú halo és nap-környéki fémszegény *RR Lyrae* felhasználásával 1978-ban arra az eredményre jutott, hogy a *V* színben $M_R = 1^m 0 (\pm 0,2)$. Ez az érték $0^m 4$ -al halványabb, mint a J. H. OORT és L. PLAUT által használt luminozitás, amelynek alapján — nagy feltűnést keltett és ma már szinte klasszikusnak számító munkájukban — 1975-ben 8700 pc-et kaptak a Tejútrendszer centrumának távolságára. Ha OORTék érvelését a Clube-féle abszolút magnitúdót használva megismételjük, R_{\odot} értékére $7,1 (\pm 0,7) \cdot 10^3$ pc-et kapunk. Hogy az elsősorban a csillaghalmazok nullakorú fősorozatai segítségével kalibrált fotometriai abszolút fényrendben, így valószínűleg magában a nullakorú fősorozatban van a hiba, vagy a szekuláris parallaxisok adnak torzított értékeket (pl. a referenciacsillagok rejtett szisztematikus mozgása folytán), ma még nyitott kérdés. Az első mellett szól O. J. EGGEN korábban említett érvelése, továbbá A. A. HOAG észrevétele, amely szerint a korai csillagok H_{γ} -vonalának ekvivalens szélességét kihasználó spektroszkópiai parallaxis módszerrel szisztematikus kisebb távolságmodulusokat kapunk a nyílthalmazok számára, mint a Becker-féle eljárással. A második megoldás is elképzelhető, mivel az *RR Lyrae* szekuláris elmozdulásának megállapításához felhasznált referenciacsillagok sajátmozgásában (a galaktikus rotáció irányában) alkalmazott $0^m 01$ év nagyságrendű korrekció az ellentmondást szintén megszüntetheti. (Természetesen előfordulhat, hogy mindkét irányból helyesbítünk kell majd!)

Kézenfekvő a gondolat, hogy R_{\odot} nagyságát a galaktikus rotáció vizsgálatából kapott adatokkal is ellenőrizzük, hiszen az AR_{\odot} és $(A-B)R_{\odot}$ szorzatok függetlenek az elfogadott távolságskálától. Közülük az első a differenciális rotáció gradiense, és rádiócsillagászati radiális sebességmérésekből határozható meg (a „standard” IAU-érték: $AR_{\odot} = 150 \text{ km s}^{-1}$), a második pedig a Nap pálya menti sebességét adja (jelenleg elfogadott standard értéke: 250 km s^{-1}), amely a gömbhalmazok nem forgó alrendszeréhez, ill. az extragalaxisokhoz rögzített koordináta-rendszerben mérhető. Sajnos a jelenlegi mérési pontosság mellett, továbbá az *A* és *B* Oort-léle konstansok bizonytalansága miatt a rotációs módszer R_{\odot} értékére olyan tág korlátokat ad, hogy ilyen módon sem dönthetjük el, melyik fenti becslés jár közelebb az igazsághoz. A témakör ismertetésének lezárásaként annyi azért megállapítható, hogy az utóbbi évek idevágó vizsgálatai a jelenleg még „hivatalosnak” számító 10^4 pc érték $1 \dots 3 \cdot 10^3$ pc-vel történő csökkentése irányába mutatnak.

5.5. A csillagok mozgása

A Tejútrendszer szerkezetének megismerése szempontjából alapvető fontosságú a hozzá tartozó csillagok mozgásállapotának tanulmányozása is. A megfigyelt mozgások elemzése nem könnyű feladat, mivel az elsősorban érdekes szisztematikus

vagy dinamikai problémákhoz használt sajátmozgásoknál ezt a tényt — amennyire lehet — figyelembe kell venni. A leggyakrabban használt FK4 rendszer ívmásodpercekben kifejezett évi korrekciója:

$$\Delta(\mu_{\alpha}'' \cos \delta) = +0,0020 \cos \delta - 0,0044 \sin \alpha \cos \delta,$$

$$\Delta\mu_{\delta}'' = -0,0044 \cos \alpha.$$

Ezeket az értékeket időarányosan hozzá kell adni a katalógusban megadott epochának megfelelő sajátmozgás-komponensekhez. (Az alapepocha és a megfigyelés időpontja közötti időintervallum természetesen előjelesen veendő tekintetbe.)

Fotografikus módszerekkel már hatalmas anyagot sikerült ezen a téren összegyűjteni. Az ún. sajátmozgás-lexikon mintegy 300 ezer csillag idevágó adatait tartalmazza. Az értékek általában igen kicsinyek. Csak kb. 100 csillagra teljesül, hogy $\mu > 0,1/\text{év}$. A legnagyobb sajátmozgást az ún. *Barnard-csillagnál* tapasztalták. Értéke $10,3/\text{év}$.

A sajátmozgást sebességdimenzióban is megkaphatjuk, ha ismert a csillag távolsága. Ekkor nyilván:

$$v_t = \mu [\text{km/s}] = 4,74\mu'' d, \quad (5.5.1)$$

ahol a μ'' a szögmásodperc/év egységben meghatározott sajátmozgás, d a pc-ben adott távolság, 4,74 pedig (mint már láttuk) a kilométerben kifejezett csillagászati egység és a másodpercekben mért év hányadosa (lásd még az 5.19. táblázatot).

5.19. táblázat. A különböző tangenciális sebességeknek és távolságoknak megfelelő sajátmozgások

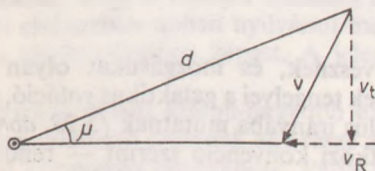
V_t [km/s]	d [pc]	μ [szögmásodperc/év]
30	25	0,254
	100	0,064
	500	0,013
	1500	0,004
	2500	0,0025
10	25	0,085
	100	0,021
	500	0,004
	1000	0,002
1	25	0,008
	100	0,002

Abból a célból, hogy a jövőben is átfogó és pontos anyag álljon rendelkezésre a csillagok jelenlegi pozícióiról, az 50-es években a kaliforniai Lick Observatory 50 cm-es asztrográfjával 1246 speciálisan mértéktartó fotolemezre az egész északi éggömböt lefényképezték. A telvételsorozat 50 év múlva megismétlik, és akkor a sajátmozgások jelentős pontosítása, ill. a mérhető sajátmozgású csillagok számának komoly növelése válik majd lehetővé. (Ugyancsak igen fontos új eredmények várhatók a Hipparcos mesterséges hold és a Space Telescope asztrometriai programjától.)

A *radiális sebességekkel* (RS) kapcsolatban lényegesen más helyzettel állunk szemben. A látóvonal irányú v_R sebességkomponens ugyanis a *Doppler-hatás alapján** a csillagok — megfelelően nagy diszperziójú — színekéből *közvetlenül mérhető*. Így tehát csak egyetlen megfigyelésre van szükség, és az eredmény közvetlenül sebességdimenzióban adódik. A radiális sebességek alapján levezetett eredmények ezért általában igen megbízhatóak. Sajnos a megmért radiális sebességek száma jóval alatta marad a sajátmozgásoknál említettnek, mivel a meghatározás során minden csillagról külön színeképfelvételt kell készíteni. Eddig kereken 25 ezer radiális sebességet ismerünk. Az átlagérték 20 km/s, és csak az objektumok 4%-ánál lépi túl a 60 km/s-et. Az abszolút értékben 100 km/s-nél nagyobb radiális sebességű csillagokat *gyorsan mozgó csillagoknak* nevezzük. A rekordot két csillag tartja: +543, ill. -405 km/s⁻¹. (Nemzetközi megállapodás értelmében távolodás esetén pozitív, közeledéskor pedig negatív előjellel látjuk el a radiális sebességet. Az értékeket a Napra vonatkoztatjuk, a Föld forgó és keringő mozgásából származó részt elimináljuk.)

Az RS mérési pontossága megfelelő diszperziójú résszínkép használata esetén néhány km/s. Speciális (ún. egyeneslátású) objektív prizmával készített spektrumokat is igénybe vehetünk. Ilyenkor ugyan a pontosság sokkal kisebb, viszont egy felvétellel sok csillag színeképe rögzíthető, és halványabb látszólagos magnitúdókra terjeszthetjük ki vizsgálatainkat

Ha RS mellett μ is ismeretes sebességdimenzióban, akkor a csillag térbeli sebességvektora az ismert $\mathbf{v} = \mathbf{e}_R v_R + \mathbf{e}_t v_t$ összefüggésből azonnal adódik (itt \mathbf{e}_R a látóvonal, \mathbf{e}_t pedig a sajátmozgás irányába mutató egységvektor) (5.21. ábra).



5.21. ábra. Az égitest térbeli (\mathbf{v}), radiális (v_R) és tangenciális (v_t) sebessége, távolsága (d), valamint sajátmozgása (μ) közötti összefüggés szemléltetése

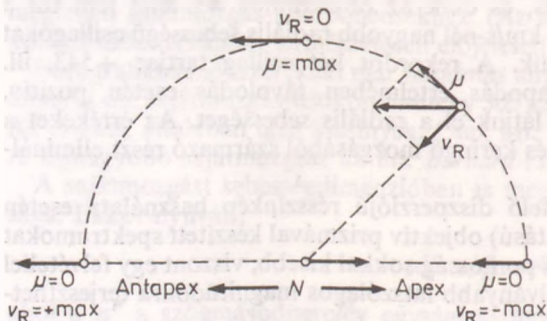
5.5.1.1. A Nap pekuliáris mozgása

A csillagok sajátmozgásának és radiális sebességének eloszlásában a legfeltűnőbb szabályszerűség annak következtében jön létre, hogy Napunk a környező csillagok rendszerének súlypontjához képest jelentős sebességgel rendelkezik. Mint már a szekuláris parallaxis tárgyalása során láttuk, az éggömb azon pontját, mely felé a Nap mozgásának iránya mutat, *apex*nek, diametrálisan ellentett pontját pedig *antapex*nek nevezzük (5.22. ábra). Azok a csillagok, melyek az apex környékén fekszenek, átlagosan negatív radiális sebességet és zérus sajátmozgást, míg azok, amelyek az antapex közelében látszanak, átlagosan pozitív radiális sebességet és zérus sajátmozgást mutatnak, végül az oldalirányba eső csillagok radiális sebessége átlagosan

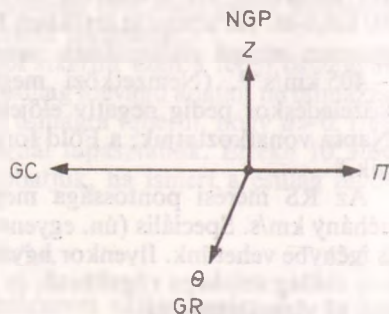
* $v_R = c \frac{\Delta\lambda}{\lambda}$, ahol c a fénysebesség, λ pedig a használt színeképvonal laboratóriumi hullámhossza.

nulla, viszont sajátmozgásuk általában nagy, és az antapex irányába mutat. (Az átlagolásra a csillagok különböző individuális térbeli sebességei miatt van szükség.)

A Nap (és ugyanígy a csillagok) mozgásának meghatározásához természetesen jól definiált koordináta-rendszer szükséges. Elméletileg olyan kozmikus objektumok bármely halmaza szolgálhat vonatkoztatási rendszerül a térbeli események, mozgások, jelenségek vizsgálatára, melyek mozgástörvénye és adott időpontban fennállt relatív helyzete ismert. A gyakorlatban referenciacsillagokként különböző katalo-



5.22. ábra. A Nap pekuliáris mozgása. Az éggömb azon pontját, amely felé a Nap mozgásának iránya mutat, *apex*nek, diametrálisan ellentett pontját pedig *antapex*-nek nevezzük



5.23. ábra. A Nap környezetére értelmezett Π , Θ , Z derékszögű sebesség koordináta-rendszer. GC, GR, ill. NGP rendre a galaktikus centrum, rotáció, ill. az északi pólus irányát jelöli

gizált csillagszoportokat vesznek, és mozgásukat olyan derékszögű koordináta-rendszerben írják le, melynek tengelyei a galaktikus rotáció, a galaktikus anticentrum, ill. az északi galaktikus pólus irányába mutatnak (5.23. ábra). A megfelelő sebességkomponenseket — nemzetközi konvenció szerint — rendre Θ -val, Π -vel valamint Z -vel jelölik, a csillagszoport térbeli középmozgását a

$$\bar{\Theta} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \Theta_i,$$

$$\bar{\Pi} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \Pi_i, \quad (5.5.2)$$

$$\bar{Z} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N Z_i$$

átlagokból nyerik (N a csoport tagjainak száma), és a csoport $\bar{\Theta}$, $\bar{\Pi}$, \bar{Z} sebességkomponensekkel rendelkező geometriai középpontját *lokális nyugalmi pont*nek nevezik.

A különböző, gyakorlatban is meghatározható nyugalmi pontok közül a Nap és a környező csillagok mozgásának tárgyalása szempontjából elsősorban az ún. *kinematikai*, valamint *dinamikai lokális standard nyugalmi pont* (Local Standard of Rest, LSR) használatos. Ezek közül az elsőt a nagy radiális sebesség és sajátmozgás katalógusok csillagaira alapozzák, és a Nap rá vonatkoztatott sebességét a *Nap standard mozgásának* (standard solar motion, st) hívják. Az adódó sebességkomponensek

($\vartheta_{\odot} = \theta_{\odot} - \theta_{\text{LSR}}$ jelöléssel):

$$\begin{aligned}\Pi_{\odot\text{st}} &= -10,4 \text{ km/s,} \\ \vartheta_{\odot\text{st}} &= 14,8 \text{ km/s,} \\ Z_{\odot\text{st}} &= 7,3 \text{ km/s,} \\ |V_{\odot\text{st}}| &= 19,5 \text{ km/s.}\end{aligned}\tag{5.5.3}$$

A standard apex iránya: $l_{\text{st}} = 56^\circ$; $b_{\text{st}} = 23^\circ$.

A *dinamikai LSR*-t elvileg mint a Nap galaktocentrikus távolságában a Galaxis gravitációs terében szabad körpályán mozgó pontot definiálták. A gyakorlatban ezt a pontot, mint a Nap 100 pc-es környezetében kiválasztott 400 *A* és 400 *gK* típusú csillag csoportjának középpontját határozzák meg. (Mindkét alcsoport szférikus sebességeloszlású, és egymáshoz egyébként is hasonló kinematikájú.) A Nap dinamikai LSR-re vonatkoztatott mozgását nevezzük a *Nap alapmozgásának* (basic solar motion, bs). A megfelelő sebességkomponensek:

$$\begin{aligned}\Pi_{\odot\text{bs}} &= -9 \text{ km/s,} \\ \vartheta_{\odot\text{bs}} &= 11 \text{ km/s,} \\ Z_{\odot\text{bs}} &= 6 \text{ km/s,} \\ |V_{\odot\text{bs}}| &= 15,4 \text{ km/s.}\end{aligned}\tag{5.5.4}$$

A Nap alapmozgásának iránya: $l_{\text{bs}} = 51^\circ$; $b_{\text{bs}} = 23^\circ$.

Fentiek alapján nyilvánvaló, hogy a kétfajta standard nyugalmi pont viselkedése kissé eltér egymástól, ami elsősorban abban nyilvánul meg, hogy a dinamikai LSR Θ irányban „előresiet” a kinematikaihoz képest. A jelenség magyarázata röviden a következő:

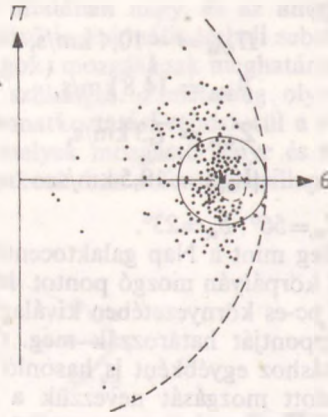
A csillagok galaktocentrikus pályái kisebb-nagyobb excentricitású ellipszisek. A Nap környezetében jelenleg található csillagok egy része az R_{\odot} sugarú körön belülről jön, és apogalaktikuma környékén tartózkodik. Pálya menti sebességük Θ irányú komponense így alatta marad a lokális körsebességnek. Igaz ugyan, hogy az R_{\odot} sugarú körön kívülről érkezett csillagok viszont közelítőleg perigalaktikumban vannak, és megfelelő sebességösszetevőjük nagyobb a lokális körsebességnél, de mivel a Tejútrendszerben a csillagok egedsűrűsége belülről kifelé erősen csökken, a Nap környezetében átlagosan több csillag lesz apogalaktikumban, mint perigalaktikumban található, így Θ irányú sebességkomponensük átlaga a lokális körsebesség alatt marad (5.24. ábra). (A Nap alapmozgásának meghatározásánál szereplő *A* és *gK* típusú csillagok közel körpályán keringenek, így náluk a fenti effektus elhanyagolható.) Kimutatható, hogy a kinematikai és dinamikai LSR pálya menti sebességének különbsége az alábbi alakban írható:

$$\bar{\Theta} - \Theta_{\text{circ}} = \frac{\Pi^2}{2(A-B)} \left[\frac{\partial \ln v}{\partial R} + \frac{1}{R_{\odot}} \left(1 - \frac{(\Theta - \bar{\Theta})^2}{\Pi^2} \right) \right].\tag{5.5.5}$$

A Nap pekuliáris mozgását a csillagok megfigyelt térbeli mozgásából a következőképp határozhatjuk meg:

Az (5.5.2)-nél alkalmazott koordináta-rendszert használva írhatjuk, hogy

$$\begin{aligned}\Pi_{\text{obs}} &= \Pi_* - \Pi_{\odot}, \\ Z_{\text{obs}} &= Z_* - Z_{\odot}, \\ \vartheta_{\text{obs}} &= \Theta_* - \Theta.\end{aligned}$$



5.24. ábra. A nagy sebességű csillagok eloszlása a Π , Θ síkban. A Nap jele a szokásos (\odot). A Θ tengelyen fekvő kis négyszög az LSR helyét mutatja. A heliocentrikus kör radiusza 20, a kihúzott köré 100, míg a nagy szaggatott köré 350 km/s. Feltűnő, hogy nem található olyan csillagok, amelyek a Nappal azonos irányban, de több mint 100 km/s sebességgel gyorsabban keringenek

Ennek megfelelően nagyszámú csillagra átlagolva

$$\begin{aligned}\bar{\Pi}_{\text{obs}} &= \bar{\Pi}_* - \bar{\Pi}_{\odot}, \\ \bar{Z}_{\text{obs}} &= \bar{Z}_* - \bar{Z}_{\odot}, \\ \bar{\vartheta}_{\text{obs}} &= \bar{\vartheta}_* - \bar{\vartheta}_{\odot}.\end{aligned}\tag{5.5.6}$$

Megfelelően kiválasztott csillagok esetén feltehetjük, hogy $\bar{\Pi}_* = \bar{Z}_* = 0$. (A csillagcsoportnak a centrumtól és a fősíktól mért távolsága nem változik szisztematikusan.) Az első két egyenlőség ezért így alakul:

$$\begin{aligned}\bar{\Pi}_{\odot} &= -\bar{\Pi}_{\text{obs}}, \\ \bar{Z}_{\odot} &= -\bar{Z}_{\text{obs}}.\end{aligned}\tag{5.5.7}$$

A Θ irányra nézve a helyzet komplikáltabb. Legyen $\Theta_* = \Theta_0 + \vartheta_*$ és $\Theta_{\odot} = \Theta_0 + \vartheta_{\odot}$, ahol Θ_0 az LSR keringési sebessége. (5.5.6) alapján írható, hogy $\bar{\vartheta}_{\text{obs}} = \bar{\vartheta}_* - \vartheta_{\odot}$. Ha a kinematikai LSR definíciót használjuk, akkor szükségképpen $\bar{\vartheta}_* = 0$, és így

$$\bar{\vartheta}_{\text{ok}} = -\bar{\vartheta}_{\text{obs}} \equiv \vartheta_0.\tag{5.5.8}$$

ϑ_0 fenti értéke csak a megfigyelésektől függ. Sztellárdinamikai vizsgálatokban azonban az LSR dinamikai definícióját célszerű használni, ekkor $\bar{\vartheta}_*$ általában zérustól különböző, (5.5.8) helyett ezért a

$$\bar{\vartheta}_{\text{od}} = \bar{\vartheta}_* - \bar{\vartheta}_{\text{obs}} \equiv \vartheta_1\tag{5.5.9}$$

egyenlőség teljesül. Míg ϑ_1 közvetlenül megfigyelésekből nem határozható meg, a $\vartheta_1 - \vartheta_0$ különbség (5.5.5) alapján kiszámítható.

A Nap mozgása irány és nagyság szerint egyedül a csillagok radiális sebességére támaszkodva is meghatározható, sőt az apex irányának rögzítéséhez már a sajátmozgások ismerete is elegendő. Az idevágó módszerekre azonban e könyv keretei között nem térhetünk ki.

Már (5.5.2) alapján nyilvánvaló, hogy a Nap térbeli mozgásának sebességvektora különböző — egymástól eltérő mozgásállapotú — csillagcsoportokra vonatkoztatva különböző lesz. Az egyes színtípusokra érvényes számszerű adatokat (a három sebességkomponensre kapott szórási értékekkel együtt) az 5.20. táblázat mutatja be.

5.20. táblázat. A Nap térbeli sebességének komponensei különböző színtípusú csillagok együttesére vonatkoztatva

Színtípus	Sebességkomponensek [km/s]			A komponensek szórása [km/s]			
	Π_{\odot}	\mathcal{J}_0	Z_{\odot}	$\langle \Pi^2 \rangle^{1/2}$	$\langle \mathcal{J}^2 \rangle^{1/2}$	$\langle Z^2 \rangle^{1/2}$	$\langle \mathcal{J}^2 \rangle^{1/2} / \langle \Pi^2 \rangle^{1/2}$
Szuperóriások							
<i>O—B5</i>	— 9,0	13,4	3,7	12	11	9	0,92
<i>F—M</i>	— 7,9	11,7	6,5	13	9	7	0,69
Óriások							
<i>A</i>	— 13,4	11,6	10,3	22	13	9	0,59
<i>F</i>	— 19,7	18,5	9,5	28	15	9	0,54
<i>G</i>	— 7,2	11,1	6,9	26	18	15	0,69
<i>K0</i>	— 10,6	18,6	6,5	31	21	16	0,68
<i>K3</i>	— 9,0	17,6	6,4	31	21	17	0,68
<i>M</i>	— 4,5	18,3	6,2	31	23	16	0,74
Fősorozat							
<i>B0</i>	— 9,6	14,5	6,7	10	9	6	0,90
<i>A0</i>	— 7,3	13,7	7,2	15	9	9	0,60
<i>A5</i>	— 8,5	7,8	7,4	20	9	9	0,45
<i>F5</i>	— 10,1	12,3	6,2	27	17	17	0,63
<i>G0</i>	— 14,5	21,1	6,4	26	18	20	0,69
<i>G5</i>	— 8,1	22,1	4,3	32	17	15	0,53
<i>K0</i>	— 10,8	14,9	7,4	28	16	11	0,57
<i>K5</i>	— 9,5	22,4	5,8	35	20	16	0,57
<i>M0</i>	— 6,1	14,6	6,9	32	21	19	0,65
<i>M5</i>	— 9,8	19,3	8,6	31	23	16	0,74

5.5.1.2. Adott csillagcsoporton belüli mozgások

A csoporttagok a csillagcsoport súlypontjához képest általában különböző pekuláris sebességekkel rendelkeznek. A vizsgált csillagokat a sebességkomponenseiknek megfelelő egységvektorokkal kifizített sebességtérben ábrázolva, egyenlő sűrűségű felületeket értelmezhetünk. Ezek alakja jellemző lesz a csillagok mozgásállapotára (pl. saját gravitációs terükben egyensúlyi mozgást végző csillagok esetében gömbfelületeket kapnánk). A Nap környezetének átlagcsillagaira vonatkozóan az egyenlő sűrűségeknek megfelelő sebességfelületek háromtengelyű ellipszoidok (*Schwarz-*

schild-típusú sebességeloszlás):

$$\Phi(\Pi, \vartheta, Z) = \text{konstans} \cdot \exp \left[-\frac{\Pi^2}{2\sigma_{\Pi}^2} - \frac{\vartheta^2}{2\sigma_{\vartheta}^2} - \frac{Z^2}{2\sigma_Z^2} \right] \quad (5.5.10)$$

A jelölés és a komponensek irányítottsága (5.5.3)-nak megfelelő. $\Phi d\Pi d\vartheta dZ$ adja azoknak a csillagoknak a számát, amelyeknek sebességösszetevői a $(\Pi, \Pi + d\Pi)$, $(\vartheta, \vartheta + d\vartheta)$, ill. $(Z, Z + dZ)$ intervallumokba esnek. Az összefüggésben szereplő sebességszórások számszerű értékei: $\sigma_{\Pi} = 28$ km/s; $\sigma_{\vartheta} = 20$ km/s; $\sigma_Z = 15$ km/s. A sebességellipsoid leghosszabb tengelye a galaktikus centrum irányába mutat, legrövidebb tengelye pedig merőleges a Galaxis fősíkjára. A csillagsoport súlypontja a Tejútrendszer középpontja körül mintegy 250 km/s sebességgel kering a galaktikus rotáció irányában. Így ha egy csillagra

$$\Pi = 0 \text{ és } \begin{cases} \vartheta > 0, & \text{akkor az perigalaktikumban,} \\ \vartheta < 0, & \text{akkor az apogalaktikumban van.} \end{cases}$$

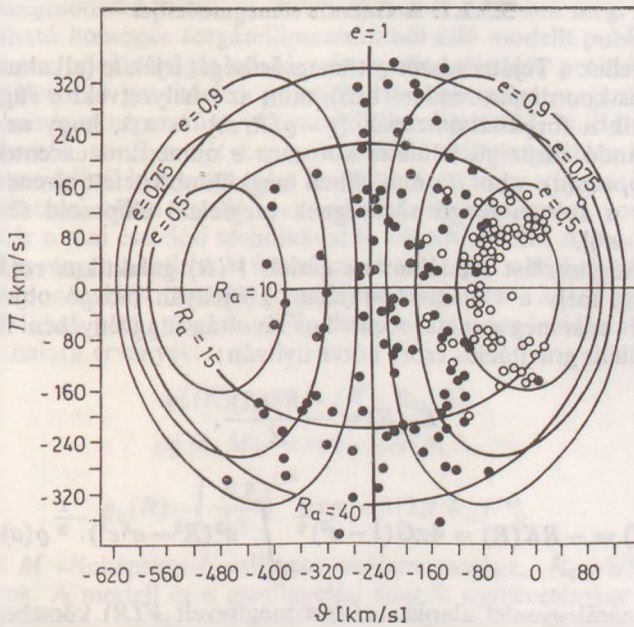
Azokat a csillagokat, amelyekre $|\sqrt{\Pi^2 + \vartheta^2 + Z^2}| > 100$ km/s (egyes szerzőknél a határ 65 km/s), *gyorsan mozgó csillagoknak* nevezzük. Fontos tény, hogy ezek az objektumok a Π, ϑ síkon erős aszimmetriát mutatnak (5.24. ábra). Mint ahogy az az ábrából világosan látható, a Naptól jobbra eső (a szaggatott körön kívül fekvő) terület teljesen üres, azaz nem található olyan csillagok, amelyek a Nappal azonos irányban, de annál sokkal gyorsabban keringenek. J. H. OORT már a 20-as évek végén rámutatott: e jelenség oka egyszerűen abban keresendő, hogy ϑ növekedtével a csillagok viszonylag hamar átlélik a helyi szökési sebességet, és elhagyják a Tejútrendszert. (Közelítő becslésként a Galaxist ponttömegnek tekintve a szökési sebesség a helyi körsebesség $\sqrt{2}$ -szerese, azaz $\Theta_{sz} = 250\sqrt{2} = 350$ km/s, és így azonnal világgossá válik, hogy miért nem észlelünk gyorsan mozgó csillagokat a Nap keringésének irányában.) A *gyorsan mozgó csillagok* tehát valójában a Napnál sokkal kisebb pálya menti sebességgel rendelkeznek, erősen elnyúlt ellipszispályákon keringenek a Galaxis középpontja körül, és apogalaktikumuk környékén érik el a Nap környezetét. Érdekes megfigyelési tény, hogy a gyorsan mozgó csillagok Z sebességkomponense is átlagon felüli, azaz ezek az objektumok általában nagyobb inklinációjú pályákon keringenek, mint a galaktikus fősíkot jobban megközelítő pályásikú „normálcsillagok”.

Miután a mozgások a Tejútrendszer adott gravitációs erőterében zajlanak, a Nap környezetében megfigyelt valamely Π, ϑ, Z , összetevőjű térsebességhez egyértelmű galaktikus pálya tartozik.* Ezért a (Π, ϑ) sebességdiagramon — de a teljes sebességterben is — megrajzolhatók a konstans e excentricitásnak, ill. R_a apogalaktikus távolságnak megfelelő mértani helyek. Mivel ilyen ábrát először K. F. BOTTLINGER készített (1932-ben), a pályaparaméterek ilyen ábrázolásmódját *Bottlinger-diagram*-nak hívjuk (5.25. ábra).

* A Galaxist ismét ponttömegnek tekintve (M), a Nap közelében elhaladó csillag sebességének négyzete és pályájának nagytengelye ($2a$) között az alábbi összefüggés áll fenn:

$$\Pi^2 + \vartheta^2 + Z^2 = 2GM \left(\frac{1}{R_{\Phi}} - \frac{1}{2a} \right),$$

ahol G a gravitációs konstans.



5.25. ábra. A Bottlinger-diagramm (O. EGGEN nyomán). A körök nyenge, a pontok erős ultraibolya excessusú (azaz az utóbbiak halohoz tartozó) csillagokat jelölnek

5.5.2. Sztellárdinamika

A Tejútrendszerben található objektumok térbeli eloszlásának és mozgásállapotának magyarázatával általában a sztellárdinamika foglalkozik. Csak gravitációs erőket vesz tekintetbe. (A mágneses és egyéb erők az esetek túlnyomó többségében elhanyagolhatók.) A jelen lévő gravitációs erőket a rendszerhez tartozó objektumok mozgása, valamint térbeli eloszlása alapján határozzák meg, és általában *reguláris*, ill. *irreguláris* erőkre osztják. Az előbbieket a képzeletben folytonossá „símított” tömeg gravitációs potenciálerének helyi gradiensei alkotják (ezek a Galaxis csaknem minden pontján értelmezhetők), az utóbbiak közé pedig azokat az erőket sorolják, amelyek a rendszerhez tartozó objektumok „közeli” találkozásai során lépnek fel. A sztellárdinamikában valójában gyorsulásokkal dolgozunk, de a kialakult konvenciónak megfelelően az „egységnyi tömegre ható erő” kifejezésből az első három szó általában elmarad.

Mint már korábban is szó volt róla, a gravitációs erőter és a pillanatnyi mozgásállapotok ismeretében az objektumok galaktikus pályái már kiszámíthatók. (A reguláris erők alapján adódó pályákat az irreguláris erők perturbálják.) Statisztikai értelemben a Galaxis az $r \times V$ hatdimenziós fázistérben értelmezett $f(r, V, t)$ eloszlásfüggvénnyel volna leírható. Mivel azonban az égitestek sebességeloszlását csak a Nap viszonylag kis környezetében ismerjük, f meghatározása a Tejútrendszer egészére nézve ma még lehetetlen.

5.5.2.1. A Galaxis tömegmodelljei

A tömegmodellek a Tejútrendszer ρ tömegsűrűségét írják le (alkalmasan választott galaktocentrikus koordináta-rendszerben), mint az r helyzetvektor függvényét. Általában feltételezik a forgásszimmetriát [$\rho = \rho(R, z)$] és azt, hogy az egyes csillagpopulációk állandó sűrűségű felületei konstans e numerikus excentricitású forgás-ellipsoidok: $\rho_i = \rho_i(a)$, ahol i a modellben megkülönböztetett alrendszereken megy végig, a pedig a szóban forgó sűrűségnek megfelelő ellipsoid fél nagytengelye [$a^2 = R^2 + z^2 / (1 - e^2)$].

A $\rho(a)$ sűrűségeloszlást általában az észlelt $V(R)$ galaktikus rotációs görbéből határozzák meg, mely a Galaxis fősíkjában körpályán mozgó objektumok pályamenti sebességét adja meg a galaktocentrikus távolság függvényében. Ekkor a pályán tartó $K_R(R)$ radiális gravitációs erőre nézve nyilván:

$$K_R(R) = \frac{-V^2(R)}{R}, \quad (5.5.11)$$

és így

$$V^2(R) = -RK(R) = 4\pi G(1 - e^2)^{\frac{1}{2}} \int_0^R a^2(R^2 - a^2 e^2)^{-\frac{1}{2}} \rho(a) da. \quad (5.5.12)$$

Az (5.5.12) integrálegyenlet alapján $\rho(a)$ a megfigyelt $V(R)$ körsebességekből már kiszámítható.

A legszélesebb körben használt tömegmodell még 1965-ből, M. SCHMIDT-től származik. Központi ponttömegeből és adott nagytengelyű, valamint excentricitású sferoidból áll, melyen kívül a $\rho(a)$ sűrűség a galaktocentrikus távolsággal sokkal gyorsabban csökken, mint a belső tartományban. A modell alapparamétereit az 5.21. táblázat mutatja be, míg az 5.22. táblázat a Galaxis néhány — e modell alapján meghatározott — sztellárdinamikailag fontos adatát tartalmazza.

SCHMIDT modelljének nagy előnye, hogy relatív egyszerűsége ellenére is ésszerű pontossággal adja vissza a Galaxis rotációs görbéjét egy eléggé széles R tartományban, és már nagyszámú szerző használta fel kutatásaihoz, így azok eredményei közvetlenül összehasonlíthatók; hátránya viszont, hogy szinte teljesen figyelmen kívül hagyja csillagrendszerünk többkomponensű (halo, korong, spirálkarok) szerkezetét.

5.21. táblázat. M. SCHMIDT galaktikus tömegmodellje (1965)

A Galaxis teljes tömege	$1,82 \cdot 10^{11} \mathcal{M}_{\odot}$	Sűrűségek a sferoidban [$\mathcal{M}_{\odot} \text{pc}^{-3}$]:
A központi tér tömege	$0,07 \cdot 10^{11} \mathcal{M}_{\odot}$	ha $a < a_*$, úgy $\rho(a) = 3,930a^{-1} - 0,02489a$,
A sferoid teljes tömege	$1,75 \cdot 10^{11} \mathcal{M}_{\odot}$	ha $a > a_*$, úgy $\rho = 1449, 2a^{-4}$.
A sferoid belső részének tömege ($a < a_*$)	$0,82 \cdot 10^{11} \mathcal{M}_{\odot}$	Radiális erő a Galaxis fősíkjában
A sferoid külső részének tömege ($a > a_*$)	$0,93 \cdot 10^{11} \mathcal{M}_{\odot}$	[(km/s) ² /(1000 pc)]:
A Nap helye	$R_{\odot} = 10\,000 \text{ pc};$ $z \approx 0$	$K_R(R, z=0) = -30\,000R^{-2} - 10\,120,2 +$ $+ 41,722R^2 \quad (R < a_*)$
A sferoid lapultsága	$\sqrt{1 - e^2} = 0,05$	$a_* = 9732,17 \text{ pc}$
A sferoid excentricitása	$e = 0,998\,749$	$a^2 = R^2 + (1 - e^2)^{-1} z^2 \quad (1000 \text{ pc})^2$

Az egyéb tömegmodellek közül itt csak még kettőt említünk meg. J. OORT 1952-ben egymást átható homogén forgásellipsoidokból álló modellt publikált. Bár ez a Galaxis sok fontos tulajdonságát szintén visszaadja, alapvető problémája, hogy az ellipsoidok felületén a gravitációs gyorsulás folytonossága megszűnik. 1980-ban az utóbbi években igen népszerűvé vált modellt szerkesztett J. N. BAHCALL és R. M. SONEIRA. A szerzők ennél a két komponensből — korongból és konvencionális haloból — álló modellnél igen nagy súlyt fektettek arra, hogy a bemenő paraméterek, ill. azok változtatásai olyan sztellársztrónómiai folyományokat vonjanak maguk után, melyek már a mai észlelési technikával is ellenőrizhetők. A modell a csillagok luminozitási függvényét analitikus formában használja, a térbeli sűrűségeloszlást pedig három exponenciális összefüggéssel adja meg. Ezek közül az első kettő a korongra (a fősíkkal párhuzamosan, ill. arra merőlegesen), a harmadik pedig a konvencionális halora érvényes:

$$\rho_k^{\parallel}(R) \sim \exp[-(R - R_{\odot})/h],$$

$$\rho_k^{\perp}(z, M) \sim \exp[-z/H(M)],$$

$$\rho_h(R) \sim \left(\frac{R_{\odot}}{3R}\right)^{7/8} \exp[-b(3R/R_{\odot})^{1/4}],$$

ahol $H(M)$ az M színképtípusú csillagok skálamagassága, $R_{\odot} = 8000$ pc, b és h pedig konstansok. A modell és a megfigyelési adatok egybevetésekor a szerzők egy esetleges — a korábban említetténel jóval nagyobb tömegű és kiterjedésű — masszív halo hatását is elemzik.

5.5.2.2. A galaktikus gravitációs erőtér radiális összetevője

A radiális erőkomponens a Φ gravitációs potenciál R irányú parciális deriváltja, azaz

$$K_R(R, z) = -\frac{\partial\Phi(R, z)}{\partial R}. \quad (5.5.13)$$

A feltételezett forgásszimmetria miatt a galaktikus rotáció irányába mutató harmadik koordinátától Φ független, és így a megfelelő parciális deriváltja nulla.)

A Galaxis fősíkjában közelében K_R z -től gyakorlatilag független, miután szintén szimmetriaokokból $(\partial K_R/\partial z)_{z=0} = 0$. Ezért $K_R(R, 0)$ használata általában elegendő olyan égitestek pályájának tanulmányozásához, melyek néhány száz parszeknél nem távolodnak el jobban a galaktikai fősíktól.

Az $|R - R_{\odot}| \ll R_{\odot}$ egyenlőtlenség érvényesülése esetén $K_R(R, 0)$ egyszerű lineáris approximációval állítható elő a Nap helyén ható radiális komponensből:

$$K_R(R, 0) = K_{R_{\odot}} + \left(\frac{\partial K_R}{\partial R}\right)_{\odot} (R - R_{\odot}). \quad (5.5.14)$$

(5.5.14) jobb oldalát teljes mértékben meghatározzák az 5.3. fejezetben levezetett Dort-féle konstansok. A jelenlegi IAU-értékekkel számolva:

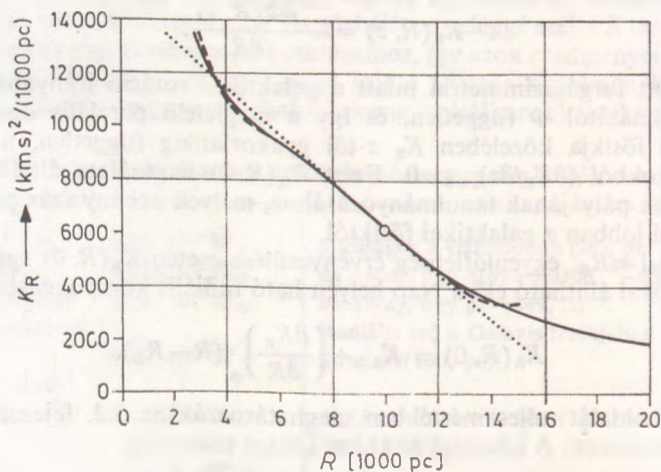
$$K_{R_{\odot}} = -R_{\odot}(A - B)^2 = -6250(\text{km s}^{-1})^2/(1000 \text{ pc}), \quad (5.5.15)$$

$$\left(\frac{\partial K_R}{\partial R}\right)_{\odot} = (A - B)(3A + B) = 875(\text{km s}^{-1})^2/(1000 \text{ pc})^2. \quad (5.5.16)$$

Az (5.5.14) alapján történő közelítés pontosságát az 5.26. ábra szemlélteti.

5.22. táblázat. A Galaxis legfontosabb kinematikai és dinamikai paramétereit

Ω_c	κ [[km s ⁻¹]/(1000 pc)]	ω_z	T_c	T_w [10 ⁶ a]	T_z	$\Omega_c - \frac{\kappa}{2}$ [[km s ⁻¹]/(1000 pc)]	$\Omega_c + \frac{\kappa}{2}$ [[km s ⁻¹]/(1000 pc)]	R [1000 pc]
66,02	102,98	254,72	93	60	24	14,53	117,51	3
53,21	84,99	214,85	115	72	29	10,72	95,71	4
45,33	72,58	186,00	136	85	33	9,04	81,62	5
39,68	62,82	162,89	155	98	38	8,27	71,09	6
35,22	54,44	142,98	174	113	43	8,00	62,44	7
31,46	46,74	124,84	195	131	49	8,09	54,83	8
28,10	39,20	107,41	219	157	57	8,50	47,70	9
25,00	31,62	89,90	246	194	68	9,19	40,81	10
22,19	26,49	75,05	277	232	82	8,95	35,44	11
19,79	22,81	63,56	310	269	97	8,39	31,20	12
17,76	19,97	54,54	346	308	113	7,78	27,75	13
16,04	17,70	47,33	383	347	130	7,19	24,89	14
14,56	15,85	41,47	422	388	148	6,64	22,49	15
13,29	14,31	36,66	462	429	168	6,14	20,45	16
12,19	13,01	32,65	504	472	188	5,69	18,70	17
11,23	11,90	29,27	547	516	210	5,28	17,18	18
10,39	10,94	26,41	591	562	233	4,92	15,86	19
9,64	10,10	23,95	637	608	257	4,59	14,69	20



5.26. ábra. A galaktikus gravitációs erőter radiális komponense $[K_R(R, 0)]$, mint a galaktocentrikus távolság függvénye. A kihúzott vonal M. SCHMIDT tömegmodellje, a szaggatott vonal G. CONTOPOULOS és B. STRÖMGREN közelítő képlete, a pontozott vonal pedig a lokális érték egyszerű lineáris extrapolálásával készült

R [1000 pc]	ρ [$\mathcal{M}_{\odot}/\text{pc}^3$]	μ [$\mathcal{M}_{\odot}/\text{pc}^2$]	Φ [10^4 (km/s) 2]	$-K_R$ [$(\text{km/s})^2/$ (1000 pc)]	V_{esc} [km s^{-1}]	V_c [km s^{-1}]
3	1,235	646	-13,75	13 078	524	198
4	0,883	521	-12,54	11 328	501	213
5	0,662	421	-11,45	10 277	478	227
6	0,506	338	-10,47	9 452	458	238
7	0,387	267	-9,56	8 688	437	247
8	0,292	206	-8,74	7 919	418	252
9	0,213	155	-7,98	7 111	400	253
10	0,145	114	-6,80	6 250	369	250
11	0,099	86	-6,21	5 419	352	244
12	0,070	66	-5,71	4 704	337	238
13	0,051	52	-5,27	4 104	325	231
14	0,038	41	-4,89	3 602	312	225
15	0,029	34	-4,54	3 181	301	218
16	0,022	28	-4,25	2 827	291	213
17	0,017	23	-3,98	2 527	282	207
18	0,014	20	-3,74	2 271	273	202
19	0,011	17	-3,52	2 051	265	197
20	0,009	14	-3,33	1 861	257	193

Jelölések: ρ sűrűség, μ fősíkra vetített felületi sűrűség, Φ gravitációs potenciál, K_R radiális gravitációs erő, V_{esc} szökési sebesség, V_c körsebesség, Ω_c körfrekvencia, κ epiciklikus frekvencia, ω_z z irányú oszcillációs frekvencia, T_c rotációs periódus, T_x epiciklikus periódus, T_x z irányú oszcilláció periódusa, $\Omega_c \pm \kappa/2$ Lindblad-féle rezonanciafrekvenciák.

G. CONTOPOULOS és B. STRÖMGREN olyan egyszerű közelítő formát talált, amely kiégítő pontossággal adja vissza $K_R(R, 0)$ -t a 3000 pc $< R < 14\ 000$ pc gyűrűtartományban:

$$K_R(R, 0) = -73\ 340 R^{-2} + 1581,8 - 3442,03 R + 402,621 R^2 - 12,9402 R^3.$$

az ennek alapján adódó numerikus értékeket szintén az 5.26. ábra mutatja. [K_R értéke $(\text{km/s}^{-1})^2/(1000 \text{ pc})$, R pedig 1000 pc dimenzióban veendő.]

5.5.2.3. Az erőtér galaktikai fősíkra merőleges összetevője

K_z a Φ gravitációs potenciál z irányú parciális deriváltja, azaz

$$K_z(R, z) = -\frac{\partial\Phi(R, z)}{\partial z} \tag{5.5.17}$$

„vertikális” komponens elsősorban z függvénye, de R -től való függése nem hanyagolható el.

K_z megfelelő indikátor objektumok (pl. K óriások vagy fősorozati A csillagok) segítségével empirikusan is meghatározható. Ehhez ismernünk kell a szóban forgó

égitestek $\rho(R_\odot, z)$ sűrűségeloszlását a galaktikus pólusok irányában, és Z sebességkomponensük eloszlását a galaktikai fősíkban.

Kimutatható, hogy kis inklinációjú és excentricitású pályák esetén az objektum galaktikus mozgása felbontható a fősíkban végbemenő (pusztán a radiális erőkomponens által szabályzott) keringés és az arra merőleges irányú (a vertikális komponens hatására létrejövő) oszcilláció összegére. A fősíkra merőleges elmozdulás amplitúdója a K_z erőtörvény és az objektum $Z_0 = Z(z=0)$ „kezdősebességének” a függvénye. Az energiamegmaradás alapelveinek értelmében (rögzített R mellett):

$$Z_0^2 = Z^2(z) - 2 \int_0^z K_z(z) dz, \quad (5.5.18)$$

és így a z_m maximális magasság, melyet az objektum elér, egyszerűen a

$$Z_0^2 = -2 \int_0^{z_m} K_z(z) dz, \quad (5.5.19)$$

összefüggésből számítható.

Legyen $\rho(z, Z) dz dZ$ azon indikátorok száma, amelyek a fősík valamely rögzített pontja felett a $z, z+dz$ magasságintervallumban találhatóak, és z irányú sebességkomponensük Z , valamint $Z+dZ$ közé esik. A kiválasztott objektumok térbeli számsűrűsége akkor nyilván a

$$\rho(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(z, Z) dZ \quad (5.5.20)$$

összefüggésből adódik. Mivel a sebesség időegység alatti megváltozása egyenlő az egységnyi tömegre ható erővel $\left(K_z = \frac{dZ}{dt}\right)$ és $dz = Z dt$, a $K_z dz = Z dZ$ összefüggéshez jutunk, melynek integrálásával — (5.5.18)-cal összhangban —

$$Z(z) = \left[Z_0^2 + 2 \int_0^z K_z(z^*) dz^* \right]^{1/2} \quad (5.5.21)$$

adódik.

Stacionárius esetben minden szóba jövő z magasságra az anyagmegmaradás elvének megfelelően fenn kell állnia a

$$\rho(z, Z) = \rho(0, Z_0) \quad (5.5.22)$$

összefüggésnek, ahol Z a K_z és Z_0 függvényeként (5.5.21) alapján adott, azaz

$$\rho(z, Z) = \rho \left(0, Z^2 - 2 \int_0^z K_z(z^*) dz^* \right). \quad (5.5.23)$$

OORT nyomán kimutatható, hogy

$$\frac{d}{dz} [Z^2 \rho(z)] = \rho(z) K_z(z). \quad (5.5.24)$$

Ha a galaktikai fősíkban a z irányú sebességek normális eloszlásnak engedelmessékednek, azaz

$$\rho(0, Z_0) = \rho(0) \frac{l}{\sqrt{\pi}} e^{-l^2 Z_0^2}, \quad (5.5.25)$$

(ahol $l^2 = \frac{1}{2} \overline{Z_0^2}$), akkor

$$\varrho(z, Z) = \varrho(0) \frac{l}{\sqrt{\pi}} \exp \left(-l^2 Z^2 + 2l^2 \int_0^z K_z(z^*) dz^* \right), \quad (5.5.26)$$

ahonnan

$$\varrho(z) = \varrho(0) \exp \left(2l^2 \int_0^z K_z(z^*) dz^* \right), \quad (5.5.27)$$

(miután a Z sebességtől függő tag integrálja a teljes sebességtérre természetesen egy).

(5.5.27) alapján a megfigyelésekből adódó $\varrho(z)$ -ből és l -ből a keresett $K_z(z)$ függvény már kiszámítható. Az adódó értékeket ($R=R_\odot$ feltételezése mellett) az 5.23. táblázat tartalmazza.

5.23. táblázat. A galaktikus gravitációs erőter vertikális komponense (K_z) OORT nyomán

z [1000 pc]	0,000	0,050	0,100	0,200	0,300	0,400	0,600	0,800	1,000
$-K_z(R_\odot, z)$ [(km/s) ² /(1000 pc)]	0	423	771	1321	1666	1904	2191	2360	2484

Kis $|z|$ értékekre $K_z(R, z)$ az alábbi lineáris összefüggésnek tesz eleget:

$$K_z(R, z) = -\omega_z^2(R) z. \quad (5.5.28)$$

$\omega_z(R)$ közvetlen kapcsolatban áll a fősíkban érvényes $\varrho(R, z=0)$ tömegsűrűséggel. A $\Delta\Phi = 4\pi G\varrho$ Poisson-egyenlet folyományaként adódik, hogy

$$\omega_z^2(R) = 4\pi G \varrho(R, z=0) + \frac{1}{R} \left[\frac{\partial}{\partial R} (R K_R) \right]_{z=0}. \quad (5.5.29)$$

$R=R_\odot$ esetében a jobb oldali második tag (5.5.15) és (5.5.16) alapján $2(A^2 - B^2)$. Az IAU által elfogadott alapértékek mellett $\omega_z(R_\odot) = C = 91,4 \text{ km s}^{-1}/(1000 \text{ pc})$.

$\omega_z(R)$ Schmidt-modellen belül érvényes értékeit az 5.22. táblázat tartalmazza]. Napunk közvetlen környezetében a z irányú erőgradiens mintegy tízszerese a radiálisnak:

$$|dK_R/dR|_\odot : |dK_z/dz|_\odot = (A - B)(3A + B) : C^2 = 1:9,5.$$

5.5.2.4. Tömegsűrűség a Nap környezetében

A $\varrho_0 = \varrho(R=R_\odot, z=0)$ lokális tömegsűrűség a radiális és vertikális erőgradiensek segítségével a Poisson-egyenletből vezethető le. Forgásszimmetria feltételezésével:

$$\Delta\Phi = -\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} (R K_R) - \frac{\partial K_z}{\partial z} = 4\pi G\varrho. \quad (5.5.30)$$

$R=R_\odot$ és $z=0$ esetében innen (5.5.29) felhasználásával adódik, hogy

$$4\pi G\varrho_0 = -\left(\frac{\partial K_r}{\partial z} \right)_\odot - 2(A^2 - B^2). \quad (5.5.31)$$

Mivel a jobb oldali első tag sokkal nagyobb a másodiknál, ρ_0 értékét lényegében véve a z irányú erőgradiens határozza meg. OORT nyomán $\rho_0 = 0,15 M_\odot \text{pc}^{-3}$. (Az egyéb szerzők által kapott értékek 0,08 és 0,21 között szórnak.) A gravitációs úton meghatározott tömegsűrűséget a megfigyelt objektumokból adódóval az 5.24. táblázat hasonlítja össze. Az eltérés szignifikáns, és valószínűleg arra vezethető vissza, hogy nagy számban vannak olyan fekete törpék (a kritikus tömeg alatti

5.24. táblázat. Tömegsűrűség a Nap környezetében

Objektum	ρ [M_\odot/pc^3]
Fősorozati csillagok:	
$M_v < 9,5$	0,020
$9,5 \leq M_v < 13,5$	0,014
$13,5 \leq M_v$	0,007
Összesen:	0,041
Óriások és szubóriások:	0,001
Fehér törpék:	0,007
Összes csillagok:	$\rho_* = 0,049$
H I	0,021
H II	≈ 0
H_2	0,007
Más intersztelláris elemek	0,010
Por	0,001
Intersztelláris anyag összesen:	$\rho_i = 0,039$
Összes megfigyelt anyag:	$\rho_* + \rho_i = 0,088$
Gravitációsán meghatározott sűrűség:	$\rho_0 = 0,150$
Hiányzó anyag:	$\rho_0 - (\rho_* + \rho_i) = 0,062$

5.25. táblázat. A Galaxis központi vidékének kinematikailag és dinamikailag legfontosabb adatai

R [pc]	M_R [$10^6 M_\odot$]	$\Phi(R) - \Phi(0)$ [10^4 (km/s) 2]	V_c [km s $^{-1}$]	T_c [10^6 a]	ρ [M_\odot/pc^3]
0,1	0,3	0,64	114	0,006	$3 \cdot 10^7$
1,0	4,4	4,4	138	0,045	$4 \cdot 10^5$
5	30	8,2	161	0,20	$2 \cdot 10^4$
10	70	10,0	174	0,36	$7 \cdot 10^3$
20	160	12,2	186	0,67	$1,9 \cdot 10^3$
50	490	15,6	206	1,5	
100	920	18,6	200	3,1	$1,1 \cdot 10^3$
200	2 500	21,9	233	5,4	
500	8 300	27,8	268	12	6
1000	16 400	32,8	266	24	

Az összes adatok a fősíkra vonatkoznak. M_R az R sugáron belül található tömeget jelenti, a többi jelölések azonosak az 5.22. táblázatával.

kvázicsillagok, melyekben a hidrogén—hélium fúzió nem tudott beindulni), amelyek jelenlegi észlelési lehetőségeink határain kívül esnek. Az ugyancsak nehezen detektálható fekete lyukak jelentős tömeghozzájárulása szintén nem zárható ki. A Galaxis fősíkjában értelmezett, és sztéllárdinamikai számításokban gyakran használt μ felületi sűrűségeket SCHMIDT modelljére nézve az 5.22. táblázat tartalmazza. A Nap galaktocentrikus távolságában érvényes értéke: $\mu(R=R_\odot)=\mu_0=114 \mathfrak{M}_\odot \text{pc}^{-2}$.

A Tejútrendszer centrális vidékeit illetően a csillagok, valamint a csillagközi anyag térbeli eloszlására, kinematikájára és dinamikájára vonatkozó ismereteink még eléggé bizonytalanok. A jelenleg rendelkezésre álló (megfelelő óvatossággal kezelendő) legfontosabb adatokat — OORT nyomán — az 5.25. táblázat tartalmazza.

5.5.2.5. Individuális csillagpályák a galaktikai fősíkban

A galaktikus korong csillagainak többsége közelítőleg körpályán kering a rendszer középpontja körül. Esetünkben a pálya menti mozgás epiciklusok segítségével nagy pontossággal leírható.

Tegyük fel, hogy a kiindulási időpillanatban egy csillag R_0 galaktocentrikus távolságban $\Theta_0 = \Theta_c(R_0)$ és $\Pi_0 \ll \Theta_0$ sebességkomponensekkel rendelkezik (Θ_0 az adott pontban érvényes körsebesség). Határozzuk meg a pályát egy olyan koordináta-rendszerben, melynek középpontja a Tejútrendszer középpontja körül kering, és mindenkor egybeesik a dinamikai LSR-rel. (Lásd a Nap pekuláris mozgásáról szóló részt.) Egységnyi tömegre nézve a rotáló koordináta-rendszerben érvényes mozgásegyenletet a következő alakban írhatjuk:

$$\ddot{\mathbf{R}} = K_R + \frac{\Theta^2}{R} \quad (5.5.32)$$

Mivel a pálya minden pontján $K_R = -\frac{\Theta_c^2}{R}$ írhatjuk, hogy

$$\ddot{\mathbf{R}} = \frac{1}{R} (\Theta^2 - \Theta_c^2). \quad (5.5.33)$$

Egymen $r = R - R_0$, akkor nyilván $\ddot{\mathbf{r}} = \ddot{\mathbf{R}}$, és mivel az impulzusmomentum megmaradása miatt $\Theta R = \Theta_0 R_0$, írhatjuk, hogy

$$\frac{\Theta^2}{R} = \frac{\Theta_0^2 R_0^2}{R^3} = \frac{\Theta_0^2 R_0^2}{R_0^3 (1+r/R_0)^3} \approx \frac{\Theta_0^2}{R_0} \left(1 - \frac{3r}{R_0}\right). \quad (5.5.34)$$

Az R -től függő körsebességet a Nap környezetében Taylor-sorba fejtvé másrésről adódik:

$$\Theta_c \approx \Theta_0 + \left(\frac{d\Theta_c}{dR}\right)_{R_0} r = \Theta_0 - (A+B)r,$$

így

$$\frac{\Theta_c^2}{R} \approx \frac{\Theta_0^2 - 2\Theta_0(A+B)r}{R_0(1+r/R_0)} \approx \frac{\Theta_0^2}{R_0} - \frac{2\Theta_0}{R_0}(A+B)r - \frac{\Theta_0^2}{R_0^2}r. \quad (5.5.35)$$

(5.5.33), (5.5.34) és (5.5.35) alapján tehát azt kapjuk, hogy

$$\ddot{r} = \frac{2\Theta_0}{R_\odot} \left[(A+B) - \frac{\Theta_0}{R_\odot} \right] r = 2(A-B)[(A+B) - (A-B)]r,$$

azaz

$$\ddot{r} = -[-4B(A-B)]r = -\kappa^2 r, \quad (5.5.36)$$

ahol

$$\kappa \equiv 2[-B(A-B)]^{1/2}. \quad (5.5.37)$$

(5.5.36) megoldása:

$$r = H \sin \kappa(t-t_0).$$

Mivel a kezdőpont választásánál fogva $r=0$, ha $t=0$, $t_0=0$ írható, és így

$$\Pi = \dot{r} = H\kappa \cos \kappa t.$$

Tekintettel arra, hogy $\dot{r}=\Pi_0$ ha $t=0$, és így $H=\Pi_0/\kappa$, írhatjuk, hogy

$$r = (\Pi_0/\kappa) \sin \kappa t, \quad (5.5.38)$$

vagy

$$\Pi = \Pi_0 \cos \kappa t. \quad (5.5.39)$$

Látható, hogy a forgó koordináta-rendszerben a csillag Π_0 -tól és κ -tól függő amplitúdóval, valamint κ -tól függő frekvenciával oszcillál. Az IAU által ajánlott értékeket használva $\kappa=31,6 \text{ km s}^{-1}/(1000 \text{ pc})$, így ha $\Pi_0=30 \text{ km s}^{-1}$, akkor az amplitúdó 1000 pc körül van. Mivel Π_0 ilyen értéke tipikusnak mondható a Nap környezetének átlagszillagaira, megállapíthatjuk, hogy a mellettünk elhaladó csillagok többsége az $R_\odot \pm 1000 \text{ pc}$ -es körgyűrűből származik. Az előbbi esetben az oszcilláló periódusa

$$P_{\text{osc}} = 2\pi/\kappa = 1,94 \cdot 10^8 \text{ év}.$$

Mivel az IAU által ajánlott rendszerben a dinamikai LSR galaktikus keringési periódusa $P_{\text{rev}}=2,46 \cdot 10^8 \text{ év}$, $P_{\text{osc}}/P_{\text{rev}}=0,79$. Így tehát a csillag mintegy $1 \frac{1}{4}$ radiális oszcillációt végez egy galaktikus keringés leforgása alatt. A térbeli pálya tehát nem zárt (mint amilyen lenne akkor, ha a Galaxis teljes tömege a középpontba lenne koncentrálna). A két periódus arányát az *Oort*-féle állandókkal is egyszerűen kifejezhetjük:

$$P_{\text{osc}}/P_{\text{rev}} = \Theta_0/(R_\odot \kappa) = (A-B)/2[-B(A-B)]^{1/2}. \quad (5.5.40)$$

Ami a tangenciális irányú elmozdulást illeti, az impulzusmomentum megmaradása miatt minden időpontban

$$R\Theta = R_\odot \Theta_0,$$

és így

$$\frac{\Theta}{R} = \frac{R_\odot \Theta_0}{R^2} \approx \frac{R_\odot \Theta_0}{R_\odot^2} \left(1 - \frac{2r}{R_\odot} \right) = \frac{\Theta_0}{R_\odot} \left(1 - \frac{2\Pi_0}{\kappa R_\odot} \sin \kappa t \right).$$

A dinamikai LSR szögsebességével forgó koordináta-rendszerben fellépő lineáris tangenciális sebesség nyilván:

$$\Delta\Theta = -\frac{2\Pi_0}{\kappa} \frac{\Theta_0}{R_\odot} \sin \kappa t. \quad (5.5.41)$$

(5.541) időre vonatkozó integrálja adja a d tangenciális elmozdulást az LSR-hez képest, azaz

$$d = \frac{2\Pi_0}{\kappa^2} \frac{\Theta_0}{R_\odot} \cos \kappa t. \quad (5.5.42)$$

Ennek alapján (5.5.37) figyelembevételével írhatjuk, hogy

$$d = \frac{-\Pi_0}{2B} \cos \kappa t. \quad (5.5.43)$$

(5.538) és (5.543) alapján nyilvánvaló, hogy az égitest pályája az adott forgó koordináta-rendszerben olyan retrográd ellipszis, melynek fél kistengelye Π/κ -val, fél nagytengelye pedig $\Pi/(-2B)$ -vel egyenlő. Az ezen végbemenő keringést hívjuk *epiciklikus mozgásnak*. A tengelyek aránya $[(A-B)/(-B)]^{1/2} = 1,58$. A tangenciális elmozdulás amplitúdója tehát mintegy másfélszerese a radiálisénak.

Miután az r és a d irányú oszcilláció azonos periódusú, a megfelelő sebességkomponensek átlagának ugyanolyan arányban kell állnia egymással, mint az epiciklikus ellipszis kis- és nagytengelyének, azaz

$$\frac{|\overline{\Pi}|}{|\overline{\Theta - \Theta_0}|} = [-B/(A-B)]^{1/2} = 0,63. \quad (5.5.44)$$

A sztellarstatisztikai vizsgálatok végzésekor azonban a $|\overline{\Theta - \Theta_0}| = |\overline{\Theta - \Theta_c(R_\odot)}|$ átlagértéket nem egy kiszemelt csillag pályáját követve mérjük meg (ez már a vonatkozó időskála miatt is lehetetlen lenne), hanem a Nap mellett elhaladó csillagok olyan csoportját használva, melynek tagjaira feltehető, hogy keringési impulzuszórájuk jó közelítéssel megegyezik az LRS-ével: $R\Theta(R) = R_\odot \Theta_0$. Lévéen $R = R_\odot + r$ és $r \ll R_\odot$, írhatjuk, hogy

$$\begin{aligned} \Theta(R) - \Theta_c(R) &= \Theta(R_\odot + r) - \Theta_c(R_\odot + r) = \\ &= \frac{\Theta_0 R_\odot}{R_\odot + r} - \Theta_c(R_\odot + r) \approx \Theta_0 \left(1 - \frac{r}{R_\odot}\right) - \Theta_0 - \left(\frac{d\Theta_c}{dR}\right)_{R_\odot} r = \\ &= \left[-\frac{\Theta_0}{R_\odot} - \left(\frac{d\Theta_c}{dR}\right)_{R_\odot}\right] r = (-A + B + A + B)r = 2B \frac{\Pi_0}{\kappa} \sin \kappa t. \end{aligned} \quad (5.5.45)$$

így (5.5.39) és (5.5.45) alapján

$$\frac{|\overline{\Pi}|}{|\overline{\Theta(R) - \Theta_c(R)}|} = \frac{\kappa \Pi_0 \overline{\cos \kappa t}}{-2B \Pi_0 \overline{\sin \kappa t}} = [(A-B)/(-B)]^{1/2}, \quad (5.5.46)$$

amelyből felhasználhattuk, hogy $\overline{\sin \kappa t} = \overline{\cos \kappa t}$, hiszen az epiciklikus mozgások fázisai véletlenszerűen keverednek, és így a 90° -os fáziseltolás a képletben szereplő szögfüggvények átlagértékét nem befolyásolja. Kimutatható, hogy a csillagok radiális és tangenciális sebességszórásának aránya, $(\overline{\Pi^2})^{1/2}/(\overline{\Theta^2})^{1/2}$, szintén (5.5.46) jobb oldalát adja.

A fenti módszer a csillagok mozgásának jól használható leírását adja, ha az epiciklikus ellipszis kistengelyének mérete elhanyagolható az ellipszis középpontjának galaktocentrikus távolságához képest.

A körpálya perturbálásának növekedtével az epicyklus felbontással kapott eredmény egyre jobban távolodik a valóságtól, és így a pálya közvetlen numerikus integrálására kell áttérnünk. A fősíkban érvényes és ismertnek vett K_R erőtvény felhasználásával (5.5.13) alapján írhatjuk, hogy

$$\Phi(R) = - \int_0^R K_R(R^*) dR^*. \quad (5.5.47)$$

A csillag mozgására érvényes az energia- és perdületmegmaradás törvénye, tehát

$$\frac{1}{2} [\Pi^2(R) + \Theta^2(R)] + \Phi(R) = \frac{1}{2} [\Pi^2(R_1) + \Theta^2(R_1)] + \Phi(R_1), \quad (5.5.48)$$

továbbá

$$R\Theta(R) = R_1\Theta(R_1), \quad (5.5.49)$$

ahol $R_1 = R(t_1)$, és t_1 valamilyen kiválasztott kezdő időpont.

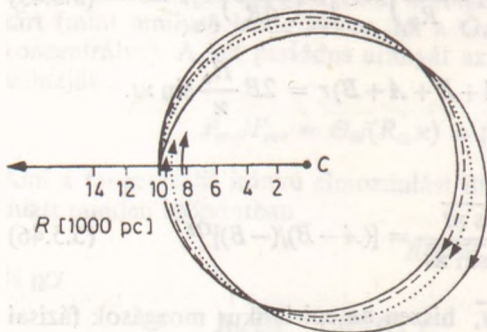
Legyen $R_i = R(t_i)$, értelmezzük hasonló módon a Π_i , Θ_i , Φ_i mennyiségeket, és tegyük fel, hogy a koordináta-, valamint a sebességértékek a t_i időpontban ismertek. Akkor a $t_{i+1} = t_i + \Delta t$ időpontra vonatkozóan a következő becsléseket adhatjuk:

$$R_{i+1}^{\text{becs}} = R_i + \Pi_i \Delta t, \quad (5.5.50a)$$

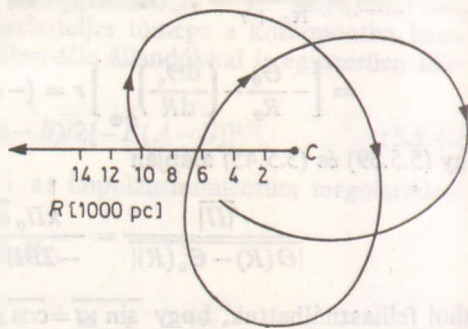
$$\Theta_{i+1}^{\text{becs}} = \frac{\Theta_i R_i}{R_{i+1}^{\text{becs}}}, \quad (5.5.50b)$$

$$\Pi_{i+1}^{\text{becs}} = \{\Pi_i^2 + \Theta_i^2 - (\Theta_{i+1}^{\text{becs}})^2 + 2[\Phi_i - \Phi(R_{i+1}^{\text{becs}})]\}^{1/2} \quad (5.5.50c)$$

(Δt -nek a várható keringési periódushoz képest kicsinek kell lennie ahhoz, hogy a becslések jók legyenek.) Az eljárást tovább javíthatjuk, ha a fenti összefüggéseket



5.27. ábra. Három tipikus kis sebességű csillag galaktikus pályája. Mindhárom objektum esetében $R_1 = 10\,000$ pc és $\Theta_1 = 250$ km/s. A szaggatott görbe $\Pi_1 = -10$ km/s, a pontozott $\Pi_1 = -20$ km/s, végül a vastagon kihúzott $\Pi_1 = -60$ km/s radiális kezdősebességnek felel meg. (A vékonyan kihúzott körpálya $\Pi_1 = 0$ km/s esetén jön létre.)



5.28. ábra. Egy nagy sebességű csillag galaktikus pályája. $R_1 = 10\,000$ pc, $\Theta_1 = 190$ km/s, $\Pi_1 = 100$ km/s. A példán világosan látható, hogy a Galaxis gravitációs potenciálterében kialakuló pályák általában nem zártak

csupán Π_{i+1} becslésére használjuk:

$$R_{i+1}^{\text{av}} = R_i + \frac{1}{2} (\Pi_i + \Pi_{i+1}^{\text{beccs}}) \Delta t, \quad (5.5.51a)$$

$$\Theta_{i+1}^{\text{av}} = \frac{\Theta_1 R_1}{R_{i+1}^{\text{av}}}, \quad (5.5.51b)$$

$$\Pi_{i+1}^{\text{av}} = \{\Pi_1^2 + \Theta_1^2 - (\Theta_{i+1}^{\text{av}})^2 + 2[\Phi_1 - \Phi(R_{i+1}^{\text{av}})]\}^{1/2}. \quad (5.5.51c)$$

(A végső javított értékek iterációval határozhatók meg.) (5.5.51)-re támaszkodva, numerikusan bármely Π_1 , Θ_1 , R_1 értékhármashoz tartozó pálya kiszámítható (lásd az 5.27. és 5.28. ábrát, valamint az 5.26. és 5.27. táblázatot).

5.26. táblázat. A fősíkban fekvő különböző csillagpályák pontjainak maximális és minimális galaktocentrikus távolsága. (A jelölések azonosak a szövegben alkalmazottakkal.)

$\Theta_1 - 250$ [km/s]	Π_1 [km/s]										
	100	90	80	70	60	50	40	30	20	10	0
-60											
R_{max}	11,88	11,52	11,19	10,91	10,67	10,47	10,30	10,17	10,08	10,02	10,00
R_{min}	5,52	5,60	5,68	5,76	5,83	5,90	5,95	6,00	6,03	6,06	6,06
-50											
R_{max}	12,13	11,72	11,36	11,04	10,77	10,54	10,35	10,20	10,09	10,02	10,00
R_{min}	5,89	5,98	6,08	6,17	6,26	6,34	6,41	6,47	6,52	6,55	6,56
-40											
R_{max}	12,45	11,99	11,58	11,22	10,91	10,64	10,42	10,24	10,11	10,03	10,00
R_{min}	6,26	6,37	6,49	6,60	6,71	6,81	6,90	6,98	7,04	7,08	7,09
-30											
R_{max}	12,88	12,35	11,88	11,47	11,10	10,79	10,52	10,30	10,14	10,04	10,00
R_{min}	6,63	6,76	6,90	7,03	7,16	7,29	7,41	7,52	7,61	7,66	7,68
-20											
R_{max}	13,44	12,84	12,30	11,82	11,39	11,02	10,69	10,41	10,20	10,05	10,00
R_{min}	6,99	7,14	7,30	7,46	7,62	7,78	7,94	8,09	8,22	8,31	8,34
-10											
R_{max}	14,17	13,51	12,90	12,34	11,83	11,38	10,98	10,63	10,32	10,09	10,00
R_{min}	7,34	7,51	7,68	7,86	8,05	8,25	8,45	8,66	8,86	9,02	9,10
0											
R_{max}	15,01	14,37	13,72	13,10	12,52	11,99	11,51	11,08	10,69	10,33	10,00
R_{min}	7,66	7,85	8,03	8,23	8,44	8,66	8,90	9,15	9,41	9,70	10,00
10											
R_{max}			14,74	14,13	13,53	12,95	12,42	11,95	11,55	11,26	11,14
R_{min}			8,35	8,55	8,77	9,00	9,23	9,47	9,71	9,91	10,00
20											
R_{max}			15,74	15,26	14,76	14,26	13,77	13,33	12,98	12,74	12,66
R_{min}			8,61	8,81	9,02	9,24	9,45	9,65	9,83	9,95	10,00

R értékei 1000 pc-ben.

5.27. táblázat. Az epiciklikus elmélettel, ill. direkt numerikus integrálással kapott pályaelterések összehasonlítása. (A jelölések azonosak a szövegben alkalmazottakkal.)

Π_1 [km/s]	$\Theta_1 = 250 \text{ km/s}$					
	ΔR_{\max} [1000 pc]		ΔR_{\min} [1000 pc]		$P_{\text{osc}} \cdot 10^{-7} \text{ év}$	
	Epiciklikus elm. szám.		Epiciklikus elm. szám.		Epiciklikus elm. szám.	
10	0,316	0,33	-0,316	-0,30	19,4	19,5
20	0,632	0,69	-0,632	-0,59	19,4	19,7
30	0,948	1,08	-0,948	-0,85	19,4	20,0
40	1,265	1,51	-1,265	-1,10	19,4	20,4
50	1,581	1,99	-1,581	-1,34	19,4	21,0
60	1,897	2,52	-1,897	-1,56	19,4	21,6

A fősíkra merőleges mozgások viszonylag egyszerűen kezelhetők. Korábban már láttuk, hogy kis $|z|$ értékekre $K_z(R, z)$ a következő, z -ben lineáris összefüggésnek tesz leget:

$$K_z = \ddot{z} = -\omega_z^2(R)z. \quad (5.5.28)$$

Az IAU által elfogadott alapértékek mellett $\omega_z(R_\odot) = C = 91,4 \text{ km s}^{-1}/(1000 \text{ pc})$. (5.5.28) megoldása — rögzített R mellett — nyilván

$$z = Q \sin \omega_z t,$$

azaz

$$\dot{z} = Q \omega_z \cos \omega_z t.$$

Ha feltesszük, hogy $t=0$ esetén $z=0$ és $\dot{z}=Z_0$, akkor

$$Q \equiv Z_0/\omega_z,$$

és így

$$z = \frac{Z_0}{\omega_z} \sin \omega_z t. \quad (5.5.52)$$

A kis amplitúdókra érvényes harmonikus rezgőmozgás periódusa a Nap galaktocentrikus távolságában

$$P_{z\odot} = 2\pi/C = 2\pi \frac{9,73 \cdot 10^8}{91,4} = 6,69 \cdot 10^7 \text{ év}.$$

Látható, hogy a kapott érték jóval kisebb mind a galaktocentrikus keringés, mind az epiciklikus oszcilláció periódusánál:

$$(P_z/P_{\text{rev}})_\odot = 0,27; \quad (P_z/P_{\text{osc}})_\odot = 0,34.$$

A z irányú rezgőmozgás következtében *egy égitest egy galaktikus körfordulás alatt tehát durván négyszer halad át a fősíkon.* (A gravitációs erőter z irányú gradiense mintegy kilencszerese az R irányúnak!)

A z irányú mozgás a keringőmozgásnál jóval kevésbé érzékeny a kezdeti sebesség-perturbációra. Z_0 értékének 30 km/s-es megváltoztatása az amplitúdóban csak mintegy $\pm 300 \text{ pc}$ eltérést okoz, míg — mint korábban láttuk — Π_0 ilyen mérvű pertur-

bálása az apo-, ill perigalaktikum ± 1000 pc megváltozásához vezet. (Lásd még az 5.28. táblázatot.)

A galaktikus pályák teljes háromdimenziós tárgyalására térve, és R, φ, z hengerkoordinátákat használva, a mozgásegyenletek a következő alakot öltik:

$$\begin{aligned}\ddot{R} &= R\dot{\varphi}^2 - \frac{\partial\Phi}{\partial R}; \\ \frac{d}{dt}(r^2\dot{\varphi}) &= -\frac{\partial\Phi}{\partial\varphi}; \\ \ddot{z} &= -\frac{\partial\Phi}{\partial z}.\end{aligned}\tag{5.5.53}$$

5.28. táblázat. A galaktikus fősíkból különböző Z_0 kezdősebességekkel indított objektumok maximális z távolsága ($R \approx 10\,000$ pc)

Z_0 [km/s]	z_{\max} [pc]
9	100
37	500
60	1000

Ismeretes, hogy a fenti három másodrendű differenciálegyenlet megoldása hat mozgásintegrál segítségével írható fel. Ezek formálisan az

$$I_i(R, \varphi, z, \dot{R}, \dot{\varphi}, \dot{z}, t) = C_i, \quad i = 1, \dots, 6\tag{5.5.54}$$

alakra hozhatók. Ha feltételezhetjük, hogy a Φ gravitációs potenciál nem függ az időtől, akkor az égitestek mozgási és potenciális energiájának összege a keringés során állandó marad, így az első integrál — az ún. *energiaintegrál* — a következő analitikus alakban írható:

$$I_1 = \frac{1}{2}(\Pi^2 + \Theta^2 + Z^2) + \Phi(R, \varphi, z) = E.\tag{5.5.55}$$

Ha a potenciáltér továbbá tengelyszimmetrikus, akkor a pálya mentén az impulzusmomentum is állandó marad. Ezt fejezi ki a következő integrál:

$$I_2 = R^2\dot{\varphi} = h.\tag{5.5.56}$$

Miután analitikus formában további integrált nem sikerült találni, J. JEANS 1916-ban azt posztulálta, hogy I_1 -en és I_2 -n kívül az adott esetben további integrálok nem léteznek, azaz a csillagok térbeli és sebesség szerinti eloszlását megadó $\Gamma(R, \varphi, z, \Pi, \Theta, Z)$ függvény, amely általában az $f = g(I_1, I_2, \dots, I_6)$ relációnak lesz eleget, jelen esetben $f = g(I_1, I_2)$ alakú. Tekintve, hogy Π és Z az eloszlásfüggvényben csak I_1 -en keresztül jelenik meg, és ott teljesen szimmetrikusan szerepel, konkrét formájától függetlenül igaz, hogy f Π -ben és Z -ben szimmetrikus. Ennek következtében tetszőleges w súlyfüggvénnyel képzett átlagnál igaznak kell lennie, hogy

$$\int d\Theta \int dZ \int w(\Pi) f d\Pi = \int d\Theta \int d\Pi \int w(Z) f dZ.$$

Abban a speciális esetben, ha $w(\Pi) = \Pi^2$, kapjuk, hogy

$$\overline{\Pi^2} = \int d\theta \int dZ \int \Pi^2 f d\Pi \equiv \int d\theta \int d\Pi \int Z^2 f dZ = \overline{Z^2}. \quad (5.5.57)$$

(5.5.57)-et azonban nem támasztják alá a megfigyelések, melyek szerint $(\overline{Z^2})^{1/2}/(\overline{\Pi^2})^{1/2} \approx 0,5$. Ebből arra következtethetünk, hogy az alábbi három megállapítás közül legalább egynek igaznak kell lennie:

a) a Galaxisban $\Pi^2 \rightarrow Z^2$ energiaátalakulás folyik, melynek következtében a szóban forgó arány idővel egyre jobban közeledik az egyhez;

b) valamilyen eddig figyelmen kívül hagyott mechanizmus következtében áll elő a $\overline{\Pi^2} > \overline{Z^2}$ egyenlőtlenség;

c) legalább még egy — harmadik — integrál létezik, így (5.5.57) levezetése érvényét veszti.

Az utóbbi mintegy 20 év eredményei, melyek mindenekelőtt G. CONTOPOULOS, K. F. OGORODNYIKOV, A. OLLONGREN és B. STRÖMGREN elméleti vizsgálataihoz, valamint numerikus számításaihoz kapcsolódnak, azt mutatják, hogy az f értelmezési tartományának megfelelő hatdimenziós fázistérben a csillagok elhelyezkedésére erős korlátok érvényesek. Ebből arra következtethetünk, hogy JEANS feltételezése nem állja ki a gyakorlat próbáját, és (5.5.53)-nak legalább még egy harmadik integrálja létezik. (Emellett a fentebb említett másik két lehetőség sem kizárt.) CONTOPOULOSnak sikerült is a harmadik integrálra explicit kifejezést találnia egy végtelen sor formájában, de a sor konvergenciáját mindmáig nem sikerült igazolni. A háromdimenziós pályák tárgyalása és kiszámítása jelenleg csak numerikus módszerekkel lehetséges.

5.6. A Tejútrendszer rotációja

Már a Galaxis lencsealakjából is tengely körüli forgásra következtethetünk. Azt, hogy ez a forgás nem merevtest-szerű, hanem a tengelytől mért távolsággal változó szögsebességű, B. LINDBLAD és J. H. OORT bizonyította be még a 20-as években.

A galaktikus korongban található objektumok kis pályainklínációjuk miatt első közelítésben a fősíkkal párhuzamos körpályákon mozognak a rendszer centruma körül. A galaktocentrikus távolságtól függő körsebesség, $\Theta_c(R)$, értékei adják meg az ún. *rotációs görbét*. Θ_c -t rendszerint km/s dimenzióban, a neki megfelelő $\Omega_c(R) = \Theta_c(R)/R$ szögsebességet pedig $\text{km s}^{-1}/(1000 \text{ pc})$ -ben mérjük. (A szokásosabb egységekkel történő könnyebb összehasonlítás kedvéért megjegyezzük, hogy $1 \text{ km s}^{-1}/(1000 \text{ pc}) = 2,109 \cdot 10^{-4}''/\text{év}$.)

Mozogjon egy megfigyelő a Nap galaktocentrikus távolságában körpályán $\Theta_c(R_\odot)$ sebességgel. Egy tőle r távolságban és l galaktikus irányban koncentrikus körmozgást végző égitest radiális sebessége (ΔV_r) akkor a következő összefüggésekből számítható (5.29. ábra):

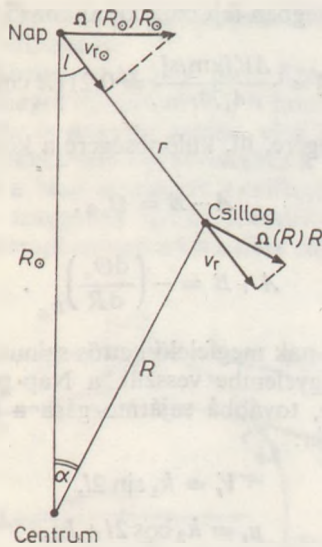
$$R \sin(l + \alpha) = R_\odot \sin l,$$

$$V_r = \Omega_c(R) R \sin(l + \alpha), \quad (5.6.1)$$

$$V_{r\odot} = \Omega_c(R_\odot) R_\odot \sin l \quad (5.6.2)$$

(a már ismert mennyiségek mellett itt α a galaktocentrikus rádiuszvektorok szöge), azaz

$$\begin{aligned} \Delta V_r &= V_r - V_{r\odot} = \Omega_c(R) R \sin(l + \alpha) - \Omega_c(R_\odot) R_\odot \sin l = \\ &= R_\odot \sin l [\Omega_c(R) - \Omega_c(R_\odot)]. \end{aligned} \quad (5.6.3)$$



5.29. ábra. Szemléltető ábra a Tejútrendszer rotációs formuláinak levezetéséhez

Ha csak a Nap környezetében lévő objektumokat vizsgáljuk ($r \ll R$), akkor

$$\Omega_c(R) - \Omega_c(R_\odot) \approx \left[\frac{d\Omega_c(R)}{dR} \right]_{R_\odot} (R - R_\odot),$$

és mivel $R - R_\odot \approx r \cos l$, írhatjuk, hogy

$$\Delta V_r \approx R_\odot \left[\frac{d\Omega_c(R)}{dR} \right]_{R_\odot} r \cos l \sin l = rA \sin 2l, \quad (5.6.4)$$

ahol A az 5.3. fejezetben már említett egyik *Oort*-féle állandó:

$$A = \frac{1}{2} R_\odot \left[\frac{d\Omega_c(R)}{dR} \right]_{R_\odot} = \frac{1}{2} \left[\frac{\Theta_{c\odot}}{R_\odot} - \left(\frac{d\Theta_c(R)}{dR} \right)_{R_\odot} \right].$$

A sajátmozgások vizsgálata esetén hasonló módon járhatunk el. Az egyszerű levezetés eredménye:

$$\Delta V_t \approx r(A \cos 2l + B), \quad (5.6.6)$$

ahol a B a második *Oort*-féle állandó:

$$\begin{aligned} B &= -\Omega_{c\odot} - \frac{1}{2} R_\odot \left(\frac{d\Omega_c(R)}{dR} \right)_{R_\odot} = \\ &= -\frac{1}{2} \left[\frac{\Theta_{c\odot}}{R_\odot} + \left(\frac{d\Theta_c(R)}{dR} \right)_{R_\odot} \right]. \end{aligned} \quad (5.6.7)$$

Ha a sajátmozgást $''/\text{év}$ egységben fejezzük ki, akkor (5.6.6) a következő alakot ölti:

$$\mu_1 [''/\text{év}] = \frac{\Delta V_r [\text{km/s}]}{4,74r} = 0,21(A \cos 2l + B).$$

Az *Oort*-féle állandók összegére, ill. különbségére a következő egyszerű összefüggések érvényesek:

$$A - B = \Omega_{c\odot},$$

(5.6.8)

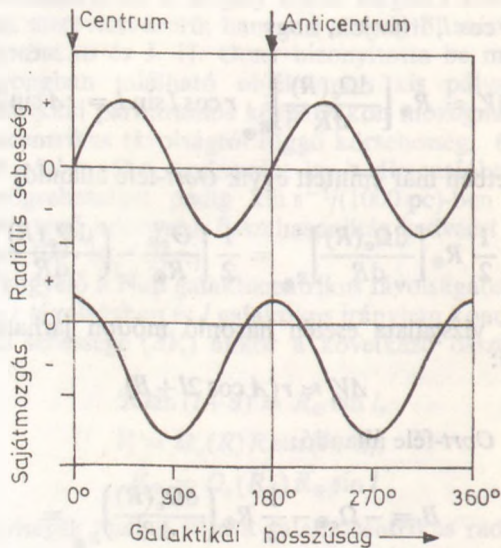
$$A + B = - \left(\frac{d\Theta_c}{dR} \right)_{R_\odot}.$$

Az (5.6.4)-nek, ill. (5.6.6)-nak megfelelő kettős szinuszhullámot az észlelések teljes mértékben tükrözik. Ha figyelembe vesszük a Nap pekuliáris mozgását, akkor a csillagok radiális sebessége, továbbá sajátmozgása a galaktikus hosszúság szerint a következő menetet mutatja:

$$V_r = k_1 \sin 2l,$$

$$\mu_1 = k_2 \cos 2l + k_3,$$

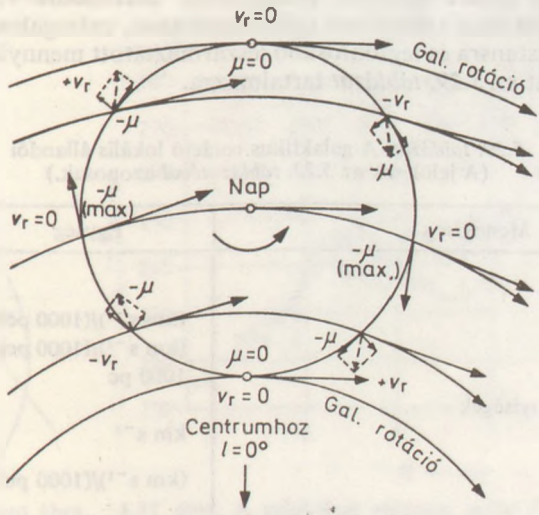
ahol k_i -k különböző konstansok (5.30. ábra). Ez az eloszlási kép a Tejútrendszer differenciális rotációjával egyszerűen magyarázható. A radiális sebességek az $l=0^\circ$ és $l=180^\circ$ irányoknál azért válnak nullává, mert az ilyen irányokban látszó csillagok összességükben a látóvonalra merőlegesen mozognak; az $l=90^\circ$ és $l=270^\circ$ irányoknál pedig azért, mert ezekben az irányokban (az $r \ll R$ feltétel teljesülése mellett) az objektumok körsebessége az LSR-ével egyezik meg. Az $l=45^\circ$ irányban található csillagok radiális sebessége a Naphnál nagyobb pálya menti sebességük miatt pozitív;



5.30. ábra. A Tejútrendszer differenciális rotációjának visszatükröződése a radiális sebességek és sajátmozgások eloszlásában

nyilván megdondolás alapján $l=135^\circ$ -nál negatív. Hasonló egyszerűen magyarázható a sajátmozgás-görbe lefutása is.

Még szemléletesebbé teszi a helyzetet az 5.31. ábra. Ezen — a Nap körül szabályos ökszöget alkotva — nyolc csillagot tüntettünk fel. A hosszú nyilak a csillagok keringési sebességét adják meg irány és nagyság szerint, első közelítésként egyforma abszolút értékkel. A megfigyelésekkel való egybevetéshez a csillagok mozgását a Naphoz kell viszonyítanunk, azaz a Nap sebességét a csillagokéból vektoriálisan le kell vonnunk. A maradékokat a szaggatott nyilak szemléltetik, melyeknek látóvonalirányú, illetve arra merőleges komponenseit a kis nyilak adják meg. A fentebb tárgyalt



5.31. ábra. A differenciális rotáció tükröződése a Nap környezetében levő csillagok relatív mozgásában

ttós szinusz hullámot a kis nyilak eloszlásában könnyen felismerhetjük. A radiális sebességek a centrum, ill. anticentrum irányában eltűnnek, és jó közelítéssel igaz ez a rotáció irányában is. (A pályák görbülete a Nap környezetében a Galaxis nagy frekvenciái miatt még alig érezhető hatását.) A középső irányokba esnek a pozitív, ill. negatív szélsőértékek. Az ábra szerint a sajátmozgás sehol sem pozitív, és a zérus elsőértéket a centrum, ill. anticentrum irányában éri el. A valóságban a megfigyelések ez utóbbi irányokban kis pozitív értékeket adnak. Az eltérés úgy szüntethető meg, hogy — a valódi helyzetnek megfelelően — a centrumhoz közelebb fekvő csillagokra nagyobb, míg a távolabbiakra valamivel kisebb szögsebességet veszünk fel. Összességében tehát a Tejútrendszer differenciális rotációját mutatja.

Láttuk, hogy a rotációs képletekben négy helyi állandó szerepel: $A, B, R_\odot, \Theta_{\odot}$. Ezeket igyekezzünk független módszerekkel minél pontosabban meghatározni, és a közöttük fennálló összefüggéseket mérlegelve, a galaktikus rotációs konstansok minél valóságosabb rendszerévé formálni.

A és B az 1000...2000 pc-nél nem távolabbi csillagok radiális sebességéből és sajátmozgásából határozható meg. Ezen belül A mindkét komponensből levezethető (radiális sebességekből pontosabban), B viszont egyedül kinematikai úton csak a sajátmozgásokból. Dinamikai megdondolásokat is használva, B -t A , valamint a Π

és Θ irányú sebességszórások aránya segítségével is kiszámíthatjuk:

$$B = -A \left[\left(\frac{\sigma_{\pi}}{\sigma_{\theta}} \right)^2 - 1 \right]^{-1}. \quad (5.6.9)$$

R_{\odot} legmegbízhatóbban a galaktikus centrum környékén található *RR Lyrae* csillagok és a gömbhalmazok közel szférikus alrendszerének segítségével határozható meg. Az eljárás pontosságát az abszolút fényességek és az interstelláris fényelnyelés nem tökéletes ismerete korlátozza ($\Delta m = 0,1$ értékű hiba R_{\odot} értékét kb. 400 pc-kel változtatja).

$\Theta_{c\odot}$ közvetlenül olyan égitestek mozgásában tükröződik vissza, melyek nem vesznek részt a galaktikus rotációban (gömbhalmazok, extragalaxisok).

A fenti négy konstansra és legfontosabb leszármaztatott mennyiségekre vonatkozó számszerű adatokat az 5.29. táblázat tartalmazza.

5.29. táblázat. A galaktikus rotáció lokális állandói
(A jelölések az 5.22. táblázatával azonosak.)

Mennyiség	Egység	IAU-érték
Alapkonstansok		
A	(km s ⁻¹)/(1000 pc)	+ 15
B	(km s ⁻¹)/(1000 pc)	- 10
R_{\odot}	1000 pc	10
Származtatott mennyiségek		
$V_c(R_{\odot})$	km s ⁻¹	250
$\left(\frac{dV_c}{dR} \right)_{\odot}$	(km s ⁻¹)/(1000 pc)	- 5
$\Omega_c(R_{\odot})$	(km s ⁻¹)/(1000 pc)	25
$\dot{\Omega}_c(R_{\odot})$	"/a	0,005 27
$\left(\frac{d\Omega_c}{dR} \right)_{\odot}$	(km s ⁻¹)/(1000 pc)	- 3
$T_{c\odot} = 2\pi/\Omega_c(R_{\odot})$	a	2,46 · 10 ⁸
$\kappa_{\odot} = \sqrt{-4B(A-B)}$	(km s ⁻¹)/(1000 pc)	31,6
$T_{\kappa\odot} = 2\pi/\kappa_{\odot}$	a	1,94 · 10 ⁸

A galaktikus rotációs görbe, $\Theta_c(R)$ meghatározása a Nap közvetlen környezetén túl (5.6.1) alapján történik. A helyi rotációs állandók (A , B , R_{\odot} , $\Theta_{c\odot}$) ismeretében, és az optikai észlelések néhány ezer pc-es határán belül a klasszikus cefeidák, nyílt-halmazok, továbbá H II-területek mérhető r távolságára és radiális sebességére támaszkodva írhatjuk, hogy

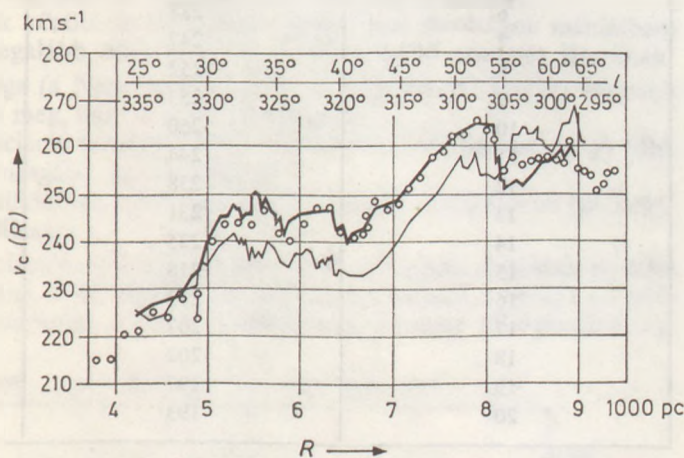
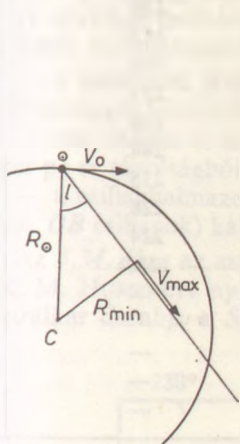
$$\Theta_c(R) = \Theta_{c\odot} + V_r/(R_{\odot} \sin l), \quad (5.6.10)$$

hiszen $R = R(r, l)$ és így egyszerűen meghatározható.

A rotációs görbe szélesebb R tartományban való meghatározásához már szükségünk van a 2l cm-es interstelláris rádióvonalon végzett megfigyelésekre. Mivel a H I-területek távolsága közvetlenül nem mérhető, az ún. érintési pont módszert alkalmazzák, mely a következőkben körvonalazható:

Elméleti megfontolások és extragalaktikus észlelések azt mutatják, hogy $\Theta_c(R)$ általában a galaktocentrikus távolság monoton csökkenő függvénye. Ezért valamely első vagy utolsó térnegyedbe eső l galaktikus hosszúság irányába nézve, az észlelt maximális abszolút értékű radiális sebesség, $\Delta V_{r,max}$, a látóvonal legkisebb galaktocentrikus távolságú pontjához tartozik. Nyilvánvaló, hogy a látóvonal az $R_{min}(l) = |R_\odot \sin l| < R_\odot$ sugarú körnek érintője, és éppen ez a tény szerepel a módszer elvezetésében (5.32. ábra). Miután a maximális radiális sebesség a 21 cm-es vonalprofilokból meghatározható, a rotációs sebességek az $R < R_\odot$ tartományban kiszámíthatók:

$$\Theta_c(R_{min}(l)) = \Theta_c(|R_\odot \sin l|) = \Theta_{c\odot} + \Delta V_{r,max}(l)/(R_\odot \sin l). \quad (5.6.11)$$



5.32. ábra. Szemléltető ábra a rotációs görbe rádiócsillagászati meghatározásához

5.33. ábra. A galaktikus rotációs görbe F. J. KERR nyomán. (A vastag vonal az északi féltekéről, a vékony pedig a déliről végzett rádióészlelések eredményét mutatja.)

A jobb oldali második tagban nem kell a szögfüggvény abszolút értékét venni, mivel a negyedik negyedben ΔV_r negatív.) Érdemes megjegyeznünk, hogy míg a $0^\circ < l < 90^\circ$ -os tartomány főleg az északi féltekén végrehajtott észlelésekkel, addig a $270^\circ < l < 360^\circ$ -os elsősorban a déliről fedhető le. Az 5.33. ábra F. J. KERR-nek a fenti módszerrel kapott eredményét mutatja be.

A rotációs görbe csak meglehetősen bizonytalanul ismert a Nap pályáján kívül. Egyes vizsgálatok arra mutatnak, hogy $\Theta_c(R)$ közelítőleg konstans. R_\odot -nál jóval nagyobb távolságokban is csak lassan csökken, és lényegesen eltér a ponttömeg gravitációs terében érvényes Kepler-féle konstans $\cdot R^{-1/2}$ függvénytől. $\Theta_c(R)$ észlelt viselkedése nagy kiterjedésű és a Tejútrendszer össztömegének jelentős részét képviselő „galaktikus korona” jelenlétével magyarázható meg. A rotációs görbe 100 pc-nként vett értékeit M. SCHMIDT, továbbá G. CONTOPOULOS és B. STRÖMGREN modellvizsgálatai alapján az 5.30. táblázat tartalmazza. Utóbbiak a következő interpolációs polinomot vezették le a rotációs görbére ($3000 \leq R \leq 13\,000$ pc):

$$\Theta_c(R) = 67,76 + 50,06 R - 4,0448 R^2 - 0,0861 R^3 \text{ [km/s]}. \quad (5.6.12)$$

Az empirikus rotációs görbe mintegy 10 km/s nagyságú hullámzó szabálytalanságot mutat. Ezek valószínűleg a spirális struktúra gravitációs hatásának követke-

5.30. táblázat. A galaktikus rotációs görbe 1000 pc-enként vett értékei
M. SCHMIDT (1), ill. G. CONTOPOULOS és B. STRÖMGREN (2) nyomán

R [1000 pc]	$\Theta_c(R)$ [km s ⁻¹]	
	(1)	(2)
1	200	—
2	187	—
3	198	202
4	213	211
5	227	225
6	238	238
7	247	247
8	252	252
9	253	253
10	250	250
11	244	244
12	238	235
13	231	228
14	225	224
15	218	(228)
16	213	—
17	207	—
18	202	—
19	197	—
20	193	—

tében jönnek létre. Egyes szerzők kísérletet tettek arra, hogy a HI-felhők vagy a fiatal csillagok körtől eltérő mozgását a *Lin*-féle gravitációs sűrűség hullám-elmélet (1964) linearizált változatára alapozva, egyszerű szinuszos kifejezésekkel adják meg. Ez a megközelítési mód azonban irreális, mivel egyrészt az intersztelláris gáz mozgása a spirálkarok belső szélén elhelyezkedő lökéshullám-frontok környékén erősen nem-lineáris, másrészt a fiatal objektumok mozgásállapotában elsősorban a születésüket előidéző körülmények tükröződnek, és a gravitációs sűrűség hullám hatása csupán alárendelt szerepet játszik.

Mint ahogy az az 5.33. ábrán jól látható, az északi, ill. a déli féltekéről végrehajtott észlelésekből kapott rotációs görbék jelentősen eltérnek egymástól. A jelenség okát pontosan még nem ismerjük, de valószínű, hogy az alábbiakra (közülük egyre vagy többre) vezethető vissza:

- az LSR pálya menti sebességét hibásan határoztuk meg;
- valamilyen külső gravitációs hatás (pl. szomszédos extragalaxis vonzása) erősen perturbálja a galaktikus sebességmezőt;
- a Tejútrendszer radiálisan expandál.

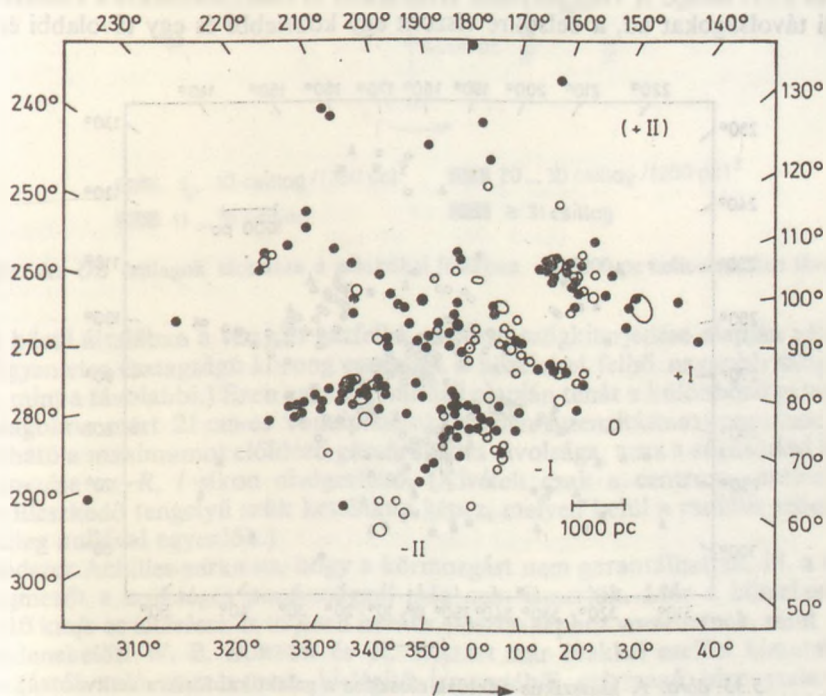
5.7. A Galaxis spirális szerkezete

A Tejútrendszer spirális galaxis. Nagyléptékű spirális szerkezete két (egy-egy vizsgálatok szerint négy) — forgástengelyére nézve kváziszimmetrikus — spirálágra tagolódik. Az erős interstelláris fényelnyelés miatt a spirálkarokat optikai módszerekkel eddig csak néhány ezer pc (kivételes esetekben kb. 20 000 pc) távolságig sikerült követni. Megfelelő spirálkar-indikátorokként *OB* csillagok, szuperóriások, *Be* csillagok, klasszikus cefeidák, *Wolf-Rayet*-csillagok, asszociációk, fiatal (azaz *B3* vagy még korábbi színképtípusú csillagokat is tartalmazó) nyílthalmazok és H II-területek használhatók. Galaktikus és extragalaktikus sztelársztrónómiai vizsgálatok mutatták ki, hogy a fenti objektumok a spirálkarokban csoportosulnak.

A spirálkar-indikátorok között (és általában a galaktikus távolságok mérésében) a fiatal nyílthalmazok legalább három okból is kiemelkedő szerepet játszanak:

- a halmazok távolsága (a Naprendszer közvetlen környezetét kivéve) nagyobb pontossággal határozható meg, mint az egyedi csillagoké;
- sok halmaz és asszociáció tartalmaz nagy luminozitású csillagokat, és így több ezer pc-es távolságból is vizsgálat tárgyává tehető;
- a csillaghalmazok különösen alkalmasak egyéb távolságindikátorok (pl. cefeidák, *OB* csillagok) kalibrálására.

Az 5.34. ábra az asszociációk és fiatal nyílthalmazok galaktikus eloszlását mutatja (R. M. HUMPREYS nyomán). Főbb strukturális elemként kivehető a belső (–I jelű) spirálkar darabja a *Sagittariustól* a *Carina* csillagképig, mintegy 1700 pc távolság-



5.34. ábra Az asszociációk (üres körök) és fiatal nyílthalmazok eloszlása a fősíkra vetítve. (R. M. HUMPREYS nyomán.)

ban; a lokális kar az ún. *Orion* „spur”-ral (0), és végül tőlünk 2400 pc-re kifelé a *Perseus* kar egy része (+1). További fontos morfológiai vonások a következők:

a) A strukturális megmondások alapján már régóta feltételezett +II jelű kar része $l \approx 150^\circ$ -tól 210° -ig követhető.

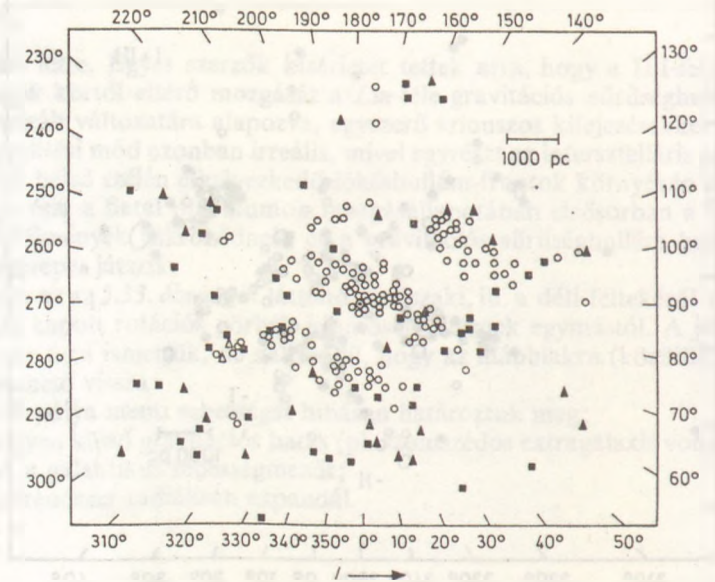
b) Egy jól körülhatárolt nyílthalmaz-csoport található $l \approx 230^\circ$ és 255° között, mintegy 4000 pc távolságban. Ezek a halmazok valószínűleg még a lokális karhoz tartoznak.

c) A *Carina* ág 8000 pc távolságig követhető, és a *Sagittarius* kar meghosszabbításába esik.

d) $l = 340^\circ$ környékén mintegy 3000 pc távolságig jól követhető a *Sagittarius* kar egyik befelé irányuló nyúlványa, amely esetleg összeköti a –I-es és –II-es spirálág-részeket.

A fentebb vázolt spirális struktúrát nagymértékben alátámasztja a klasszikus cefeidák galaktikus eloszlása is (5.35. ábra), míg az *OB* csillagok elhelyezkedése (valószínűleg távolságmeghatározásuk nagyobb pontatlansága miatt) jóval diffúzabb képet ad (5.36. ábra).

A spirális szerkezet galaktikus méretekben is átfogó felderítését a karokban jelentős sűrűsödést mutató intersztelláris semleges hidrogéngáz 21 cm-es tiltott rádióvonala segítségével kísérelték meg. (A rádiótartományban gyakorlatilag nincs csillagközi abszorpció.) Ha ugyanis a csillagközi anyag körmozgást végez a Tejútrendszer centruma körül, akkor (5.6.3) alapján $\Omega_c(R)$ a mért radiális sebességből közvetlenül adódik. Ha a rotációs görbe ismert, akkor $\Omega_c(R)$ és l alapján R és r kiszámítható (5.29. és 5.32. ábra). A Nap pályáján kívül fekvő H I-sűrűsödésekre a módszer egyértelmű távolságokat ad, a belsőkre viszont egy közelebbi és egy távolabbi értéket,



5.35. ábra. A klasszikus cefeidák eloszlása a galaktikai fősíkra vetítve. Négyzetek: $P > 15$ nap; háromszög: $15 > P > 11,25$ nap. Az üres körök fiatal nyílthalmazokat és H II-területeket jelölnek. (G. A. TAMMANN nyomán.)



36. ábra. Az OB csillagok eloszlása a galaktikai fősíkban $r \approx 4000$ pc heliocentrikus távolságig

helyek közül általában a vizsgált gázfelhő z irányú szögkiterjedése alapján választjuk. (Egyenletes vastagságú korong esetén ui. a közelebbi felhő nagyobb szög alatt látszik, mint a távolabbi.) Ezen egyszerű modell alapján tehát a különböző galaktikus hosszúságokon mért 21 cm-es vonalprofilok minden intenzitásmaximumához meghatározható a maximumot előidéző gázsűrűsödés távolsága, azaz a sűrűsödési helyek térképezése az R, l síkon elvégezhető. (Kivételt csak a centrum—anticentrum irányra illeszkedő tengelyű szűk kettőskúp képez, melyen belül a radiális sebességek közelítőleg nullával egyenlők.)

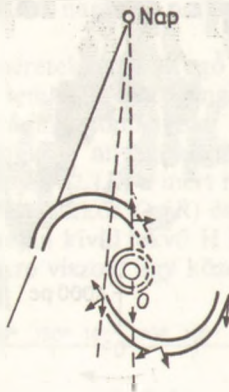
A módszer Achilles-sarka az, hogy a körmozgást nem garantálhatjuk, ill. a valódi sebességmezőt a szükséges pontossággal még nem ismerjük. Már a körsebességtől való ± 10 km/s-es eltérések is teljesen irreális eloszlásképhez vezethetnek, mint ahogy azt mindenekelőtt W. B. BURTON és R. WIELEN már évekkel ezelőtt kimutatta. A körmozgástól való eltérés nem kielégítő ismeretéből származó bizonytalanságot $R(R)$ és R_{\odot} esetleges hibája még csak tovább növeli. A nagyléptékű rádiófeltérképezési munkák összesítéseként elmondhatjuk: a többé-kevésbé folytonos vonalakat

mutató intenzitásmaximumokból arra következtethetünk, hogy a Tejútrendszer spirális galaxis, de a spirálkarok pontos helyzete és alakja jelenleg még rádióészlelések alapján sem határozható meg. A csillagszámlálásokból kapott eredménnyel megegyezően a Tejútrendszer középpontja a spirálkarok nyújtotta kép alapján is a *Sagittarius* csillagkép irányába esik.

A rádiótartományban végzett részletvizsgálatok közül jelenlegi kereteink között csak három fontos példát ragadunk ki:

a) *A Galaxis centrális vidékének szerkezetét* a 21 cm-es észlelésekből J. H. OORT és G. W. ROUGOOR nyomán a következőkben körvonalazhatjuk (5.37. ábra):

— A centrumtól $R=3700$ pc távolságban, mind a felénk eső, mind az átellenes irányban egy-egy spirálkar darab követhető. A képződmény rotációs sebessége kb. 200 km/s, és emellett még 53 km/s-es sebességgel expandál is. A 3000 pc-es karok vastagsága és sűrűsége közelítőleg megegyezik a már korábban tárgyalt külső karokéval.



5.37. ábra. Az Oort—Rougoor-modell sematikus ábrázolása. (Lásd még a szöveget és az 5.31. táblázatot.)

— A $6000 \cong R \cong 900$ pc tartományban gyűrű alakú sűrűsödés található ($\rho \approx 1$ atom/cm³), amely nem expandál és kb. 240 km/s sebességgel forog.

— A középpontban mintegy 600 pc átmérőjű és 25...40 pc félszélességű, közepe felé erősen növekvő sűrűségű korong alakú képződmény helyezkedik el, amely szintén nem tágul és kb. 200 km/s sebességgel forog (lásd még az 5.31. táblázatot).

b) *A Galaxis meridiánvizsgálatok főbb eredményei:*

— A *Cygnus* ág $b = \pm 30^\circ$ szélességig követhető.

— A +II jelű, kis sűrűségű külső kar északi irányban mintegy 400 pc-re kihajlik a galaktikus fősíkból; a *Carina* ág külső vége viszont délre hajlik el hasonló mértékben. A jelenséget valószínűleg a *Magellán Felhők* gravitációs hatása okozza.

c) *Gould-öv.* Valószínűleg az előbbi hatásra vezethető vissza az a tény is, hogy a látszólag legfényesebb csillagok az égbolton olyan főkör mentén fekszenek, amely 20° -os szöget zár be a Tejút síkjával. Így a téli égbolt legszembeötlőbb csillagképei (pl. az *Orion*, *Taurus*, *Canis Maior* stb.) a Tejúttól délre, a nyári égboltéi (pl. a *Cygnus*, *Lyra* stb.) pedig attól északra találhatók. Ez a körülmény a hidrogén 21 cm-es

5.31. táblázat. A molekuláris gáz közepes sűrűsége és tömege a Galaxis centrális vidékén. $\overline{N(H_2)}$ a molekuláris hidrogén közepes sűrűsége, $\mathfrak{M}(H_2)$ a molekuláris hidrogén teljes tömege.]

Objektum	$\overline{N(H_2)}$ [cm ⁻³]	$\mathfrak{M}(H_2)$ [\mathfrak{M}_\odot]
Expandáló molekuláris gyűrű ($R < 300$ pc)	$\approx 3 \cdot 10^2$	$\lesssim 3 \cdot 10^6$
3000 pc kar (90° galaktocentrikus szegmens)	≈ 1	$\approx 2 \cdot 10^7$
$0 \leq R \leq 4000$ pc	≈ 3	$\gtrsim 10^9$

rádióvonalában végzett észlelésekben is egyértelműen tükröződik, tehát a lokális karnak a *Gould-övé*hez hasonló dőlésűnek kell lennie.

A fentiek alapján jól érzékelhetjük, hogy a Tejútrendszer spiráli szerkezetének megbízható feltérképezése igen nehéz feladat. Ugyanez igaz a spirálkarok létrejöttének és fennmaradásának elméleti megmagyarázására is.

Láttuk, hogy a Galaxis belülről kifelé változó szögsebességgel, azaz differenciálisan rotál. Ha tehát a spirálkarok egyszerű anyagsövek lennének, akkor állandó deformációnak lennének kitéve, néhány körülfordulás után felcsavarodnának és feloszlanának. Mint kiderült, szétesésüket a karokban jelen levő mágneses mező sem tudná megakadályozni, mivel fluxussűrűsége mindössze néhányszor 10^{-9} T körül van, és így a mágneses energiasűrűség jelentősen alatta marad a galaktikus rotációból származó energiasűrűségnek (5.32. táblázat). A mágneses mező tehát nem képes az intersztelláris gáz nagyléptékű mozgását jelentős mértékben szisztematikusan befolyásolni

5.32. táblázat. Energiasűrűségek a Galaxisban [10^{-10} J/cm³]

Galaktikus rotáció	1300
Intersztelláris gáz turbulens mozgása	0,5
Elektromágneses sugárzás	0,7
Kozmikus sugárzás	1
Mágneses mező (10^{-9} T)	4

A felcsavarodási problémát úgy kerülhetjük meg, ha feltételezzük, hogy a karok anyaga nem állandó, hanem a spirális szerkezet egy, a Galaxisban állandóan jelen lévő, nagyléptékű sűrűség-hullám helyi maximumaiból tevődik össze. A sűrűség-hullám mind a csillagok, mind a gáz eloszlását befolyásolja, mozog a csillagrendszer anyagához képest, és így nincs szükségképpen kitéve a differenciális rotáció torzító hatásának. Lényeges kiemelni, hogy a sűrűség-hullám kvázistacionárius; tovaterjedését és fennmaradását elsősorban az a hullámszerű zavar biztosítja, melyet az okozott sűrűségfluktuáció a Galaxis gravitációs terében létrehoz. (Analog jelenséggel ittközésmentes plazmákban találkozhatunk, ott azonban a hullámot az elektromágneses tér perturbációja tartja fenn.)

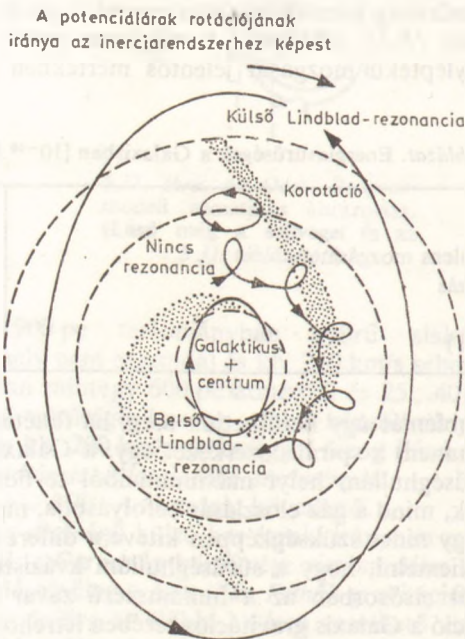
B. LINDBLAD csak félsikert hozó kezdeti próbálkozásai után, a galaktikus méretű gravitációs sűrűség-hullámok központi jelentőségére C. C. LIN és munkatársai írá-

nyitották rá a figyelmet (1964). LIN elgondolása értelmében a spirális galaxisok jellegzetes felépítése a csillagrendszer magja körül rotáló kvázistacionárius sűrűség hullám hatására jön létre. A gázdinamika tömegmegmaradási és kontinuitási egyenleteinek megfelelően, a sűrűség hullám jelenléte a csillagok és az interstelláris közeg egyszerű kör-, ill. ellipsziszmozgásának perturbálásával jár együtt. A sűrűség maximumok környékén — melyek a gravitációs potenciál minimumokkal esnek egybe — az anyag mozgása szükségképpen lelassul, a galaktocentrikus pálya menti sebesség periodikusan fluktuál.

A sztellar kinematikai részről már láttuk, hogy a legtöbb égitest galaktocentrikus keringése elliptikus epiciklusokkal is leírható. Az $\Omega(R)$ rotációs és a $\kappa(R)$ epiciklikus szögsebesség az R galaktocentrikus távolságban végbemenő szabad rezgőmozgások sajátfrekvenciáiként értelmezhetők. Könnyen látható, hogy a fenti sajátértékek, valamint a merev testként rotáló sűrűség hullám Ω_p szögsebessége között bizonyos R értékeknél rezonanciák léphetnek fel. Ezek közül a következők a legfontosabbak:

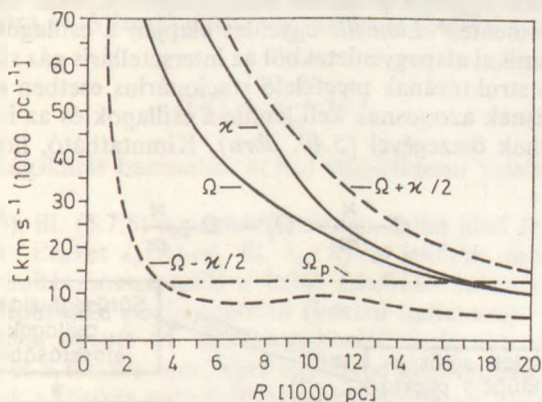
- a) korotáció: $\Omega - \Omega_p = 0$;
- b) belső Lindblad-rezonancia: $\Omega - \Omega_p = \kappa/2$;
- c) külső Lindblad-rezonancia: $\Omega - \Omega_p = -\kappa/2$.

☞ A rezonanciatartományokban keringő csillagok nem perturbált pálya alakjait az 5.38. ábra szemlélteti egy Ω_p szögsebességgel forgó — azaz a spirális mintához képest nyugalomban lévő — koordináta-rendszerben. A rezonancia-szögsebességek megfelelő rezonancia-ráduszok Ω_p mellett $\Omega(R)$ függvényalakjától, azaz a csillagrendszer tömegeloszlásától függenek. [$\kappa(R)$ -t $\Omega(R)$ már teljesen meghatározza.] Már LINDBLAD



5.38. ábra. Lindblad-féle epiciklikus pályák és rezonanciák egy Ω_p szögsebességgel rotáló galaktocentrikus koordináta-rendszerben. (Az ábrázolás nem méretarányos.)

is nagymértékben kihasználta azt a tényt, hogy Tejútrendszerünkben $\Omega - \kappa/2$ egy aránylag széles gyűrűtartományban szinte független a galaktocentrikus távolságtól. Ω_p alkalmas értékére tehát az egész tartományban rezonancia lép fel (5.39. ábra). A belső és külső *Lindblad*-rezonanciák *Lin*-elméletében a sűrűség hullám radiális kiterjedésének határait szabják meg.



5.39. ábra. A rotációs és epicyklus frekvenciák lefutása Tejútrendszerünkben a *Schmidt*-féle tömegeloszlási modell alapján

Miután a galaxisok spirális struktúrája általában hosszú időn keresztül stacionárius (és környezetüktől nagymértékben izolált rendszerekről van szó), a spirálkarok jelenlétére csak „öfenntartó” sűrűség hullám adhat magyarázatot. A hullám paramétereit az alábbi módon kaphatjuk meg. Feltesszük, hogy egy kis zavar (ϱ_1) lépett fel a Galaxis egyébként forgásszimmetrikus (ϱ_0) sűrűségeloszlásában:

$$\varrho = \varrho_0 + \varrho_1, \quad (\varrho_1 \ll \varrho_0).$$

A csillagrendszer sűrűségeloszlásának időbeli viselkedését leíró differenciálegyenletek (*Liouville*-egyenlet, ill. *kontinuitási* egyenlet, *Euler*-egyenlet, *Poisson*-egyenlet) ϱ_1 számára linearizálhatók, és megoldásul csillapított, semleges vagy növekvő amplitúdójú hullámokat adnak. Kimutatható, hogy a megoldástípusok az alábbiak:

$$\varrho_1(R, \varphi, t) = a(R) \exp \{j[m(\Omega_p t - \varphi) + \psi(R)]\}. \quad (5.7.1)$$

(Itt R és φ a fősíokban értelmezett galaktocentrikus polárkoordináták, t az idő, $a(R)$ a sűrűség hullám időtől független és R -rel csak lassan változó amplitúdója, j az imaginárius egység, m a spirálkarok száma, Ω_p a merev testként rotáló sűrűség hullám szögsebessége, $\psi(R)$ pedig a hullám radiális fázisa.) Látható, hogy a minta egyenlő sűrűségű helyei az

$$m(\Omega_p t - \varphi) + \psi(R) = \text{konstans} \quad (5.7.2)$$

feltételnek tesznek eleget, és — a gyakorlatban a spirálkarok optikailag követhető részén megfigyelt — állandó i inklinációjú spirális formát is felvehetnek.

A zavar akkor lesz stacionárius, ha a Galaxis gravitációs potenciálterében általa létrehozott perturbáció a sűrűségeloszlásban éppen olyan kismértvű megváltozáshoz

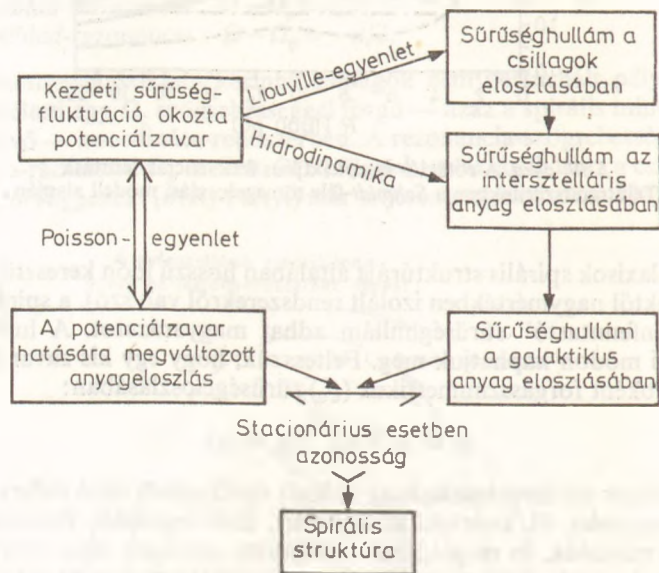
vezet, amely azonos a kezdeti sűrűségfluktuációval. A sűrűség hullám gravitációs potenciálja:

$$\Phi_1(R, \varphi, t) = a_1(R) \exp \{j[m(\Omega_p t - \varphi) + \psi_1(R)]\}, \quad (5.7.3)$$

ahol a jelölés a korábbinak megfelelő.

A kezdeti sűrűség ingadozás okozta potenciálzavarból a Poisson-egyenlet felhasználásával kiszámítható egyrészt az utóbbi által létrehozott teljes sűrűségmegváltozás, másrészt az ütközésmentes* Liouville-egyenlet alapján a csillagok térbeli sűrűségében, ill. a hidrodinamikai alapegyenletekből az interstelláris gáz sűrűségében beállott változás. A spirális struktúrának megfelelő stacionárius esetben a Poisson-egyenletből adódó megoldásnak azonosnak kell lennie a csillagok és az interstelláris anyag sűrűségfluktuációjának összegével (5.40. ábra). Kimutatható, hogy ilyen megoldás csak az

$$\Omega - \frac{\kappa}{m} < \Omega_p < \Omega + \frac{\kappa}{m} \quad (5.7.4)$$



5.40. ábra. A kvázistacionárius sűrűség hullám paramétereinek meghatározási sémája

egyenlőtlenség teljesülése mellett létezik. Tehát — összhangban a megfigyelésekkel — a spirálkarok a csillagrendszer centruma körül csak egy meghatározott körgyűrűben maradhatnak fenn. Az 5.39. ábrából jól látható, hogy $m=2$ esetén az a tartomány sokkal szélesebb, mint $m>2$ mellett. Ezért alakult ki Galaxisunkban két fő spirálkar. További ágak csak a rendszer szélén léphetnek fel, ahol Ω és κ már alig tér el egymástól, és a galaktocentrikus távolsággal csak igen lassan változik. Ugyanez mondható el a legtöbb, dinamikailag analizálható normális spirális galaxisra.

* Mint azt S. CHANDRASEKHAR már 1942-ben kimutatta, a Galaxis egy átlagcsillaga csak minden $10^{13} \dots 10^{14}$ évben ütközne valamelyik társával, tehát a rendszer élettartama alatt a „csillaggáz” ütközésmentesnek tekinthető.

A lineáris sűrűség hullám elméletben a $\lambda(R)$ radiális hullámhossz (azaz rögzített φ és t mellett Q_1 szomszédos maximumai közötti távolság) és a szabad paraméterként kezelhető Ω_p között a következő reláció áll fenn:

$$\lambda(R) = \lambda[m, \Omega_p, \Omega(R), \mu(R), \sigma(R)], \quad (5.7.5)$$

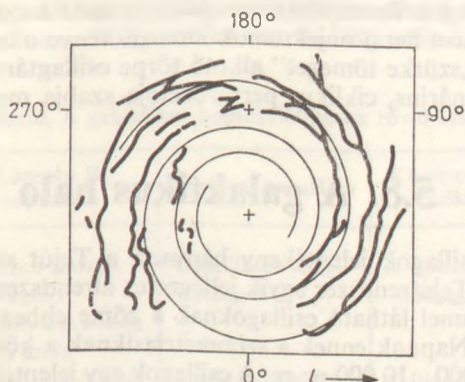
ahol $\mu(R)$ a Galaxis fősíkbán értelmezett felületi sűrűségeloszlása, és $\sigma(R)$ a csillagok sebességének radiális irányú szórása. (5.7.5)-tel analóg összefüggés írható fel a spirálkarok i inklinációjára is. Állandó dőlésszög esetén $\lambda(R)$ R -rel és i -vel egyszerűen kifejezhető:

$$\lambda(R) = \frac{2\pi R}{m} \operatorname{tg} i. \quad (5.7.6)$$

(A standard távolságskálát használva $\lambda(R_\odot)$ empirikusan valamivel 3000 pc fölött van.)

Az (5.7.1), (5.7.3), ill. (5.7.5) egyenletek minden szóba jövő Ω_p -re két $\lambda(R)$ függvényt szolgáltatnak. Ezeket $\lambda_0(R)$ -rel, ill. $\lambda_\infty(R)$ -rel jelöljük, miután az első típusú hullámok radiális hullámhossza nulla a belső *Lindblad*-rezonanciánál (rövid hullámok), a második típusúaké pedig végtelen (hosszú hullámok).

LIN munkatársaival együtt M. SCHMIDT korábban ismertetett galaxismodelljét használva, és $\mu(R)$ -et a fősíkra merőleges egységnyi alapterületű oszlopokban található teljes tömegnek a fősíkra való vetítésével származtatva [$\mu(R_\odot) = 114 \mathcal{M}_\odot \text{pc}^{-2}$, $R_\odot = 10\,000 \text{pc}$], a spirális minta szögsebességére $13 \dots 14 \text{ km s}^{-1}/1000 \text{pc}$ -et, a korotációs zóna helyére pedig $16\,000 \dots 17\,000 \text{pc}$ -et kapott, és a fenti értékeket adó legjobb egyezést a megfigyelt spirális struktúrával a rövid hullámokat használva érte el. M. S. MAROCHNIK és munkatársai az utóbbi években többször is felhívták a figyelmet arra, hogy a Galaxis különböző alrendszerének erősen eltérő sebességdiszperziója miatt* (5.7.5)-ben csak az első populációs objektumok felületi sűrűségét kell használni [$\mu_1(R_\odot) = 40 \mathcal{M}_\odot \text{pc}^{-2}$, ha $R_\odot = 10\,000 \text{pc}$]. Ilyen körülmények között $\Omega_p = 23 \pm 3 \text{ km s}^{-1}/(1000 \text{pc})$ szögsebesség, valamint a hosszú hullámok használata



5.41. ábra. Az interstelláris semleges hidrogén-gáz maximális sűrűségű helyeinek eloszlása (F. J. KERR nyomán, vastag vonal), és az $\Omega_p = 23 \text{ km s}^{-1}/(1000 \text{pc})$ szögsebességnek megfelelő elméleti spirális szerkezet. (M. S. MAROCHNIK nyomán.)

* Az egyes alrendszerek hozzájárulása a sűrűség hullám amplitúdójához μ_i/σ_i^2 -tel arányos!

mellett adódik a legjobb egyezés a megfigyelési tényekkel (5.41. ábra), és a korotációs zóna a Nap galaktocentrikus távolságának környékén helyezkedik el.

A geometriai és kinematikai eltéréseken túlmenően a fenti két megoldás között energetikai szempontból is lényeges különbség van. A hullámok ún. csoportsebessége — melyhez az energiáttranszport kapcsolódik — ugyanis az első esetben kívülről befelé, a másodikkban viszont belülről kifelé irányul. Bármennyire is kedvezőek a feltételek a galaktikus méretű semleges sűrűség hullám fennmaradásához, valamiféle energiadiSSIPációval mindig számolnunk kell. Mint ahogy arra J. H. OORT és munkatársai 1972-ben rámutattak, a sűrűség hullámnak évente mintegy 10^{39} J energiát kell a rezonanciatartományban húzott bármely galaktocentrikus körön keresztül szállítania. Az energiaveszteséget pótló „meghajtó” mechanizmust az első megoldásnál a Galaxis külső szélén, a másodiknál pedig a centrumban kell keresnünk. A különböző korú spirálkar-indikátorok galaktikus eloszlása alapján Ω_p -re kapott legújabb empirikus eredmények* mellett ez az energetikai szempont erősen hozzájárul ahhoz, hogy a hosszú hullámokra alapozott megoldás az eredeti Lm -féle elképzelésnél realisabbnak tűnik.

Kétségtelen, hogy jelenleg a gravitációs sűrűség hullám elmélet a legnépszerűbb a spirális szerkezet megmagyarázására. Bár vannak még nem eléggé tisztázott problémái, a „konkurrens” elméletek (így pl. a csillagok keletkezési helyeinek sztochasztikus tovaterjedésén alapuló spirálkar-elmélet) jóval több nehézséggel küzdenek, továbbá kevésbé elegáns és egységes felépítésűek.

A Lm -elmélet folyamánya, hogy a csillagrendszer anyagához képest mozgó Φ_1 potenciálárkokba ömlő intersztelláris anyagban a sűrűség növekedéssel együtt jelentős kompresszió is fellép, és így döntően megjavulnak a csillagképződés feltételei. Tejútrendszerünkben jelenleg gyakorlatilag csak a spirálkarokban alakulnak ki új csillagok. A spirálkarok nem azért olyan szembeötlőek, mert sokkal anyaggazdagabbak környezetüknél (hiszen a sűrűség növekedés teljes amplitúdója csak kb. 10%), hanem azért, mert tömeg- és időegységenként sokkal több energia szabadul fel bennük, mint a Galaxis halványabb területein. Miután pedig — a normális spirális extragalaxisokhoz hasonlóan — Tejútrendszerünk tömegének túlnyomó része is idősebb halvány csillagok formájában van jelen, a spirálkarok feltűnő kontrasztját olyan nagy luminozitású fiatal objektumok intenzív fénye okozza, melyek születését és elhelyezkedését a „szürke tömeget” alkotó törpe csillagtársaik által keltett gravitációs tér kvázistacionárius, ciklikus perturbációja szabja meg.

5.8. A galaktikus halo

Az égen látható csillagok jelentékeny hányada a Tejút szimmetriasíkja mentén koncentrálódik, és a Tejútrendszer egyik jellegzetes alrendszerét, a korongot alkotja. Az égen szabad szemmel látható csillagoknak a zöme ehhez a koronghoz tartozik és — mint láttuk — Napunk ennek a szimmetriasíknak a közelében helyezkedik el, a középtől mintegy 8000...10 000 pc-re. A csillagok egy jelentékeny hányada azonban nem követi ezt az eloszlást, a korongot egy gyengén lapult ellipszoid formájában övezi, és a korong csillagaival ellentétben lényegesen erőteljesebben koncentrálódik a Tejútrendszer középpontja felé. Ezt a korongot övező, enyhén lapult ellipszoidális rendszert *halonak* nevezzük. A halo nemcsak térbeli szerkezetét, hanem egyéb fizikai

* A külföldi és hazai vizsgálatok többsége $20...25 \text{ km s}^{-1}/(1000 \text{ pc})$ -et ad.

tulajdonságait tekintve is különbözik a korongtól. Forgássebessége lényegesen alacsonyabb, a benne található legfényesebb csillagok a koronggal ellentétben nem fényes kék óriások, hanem vörös óriások. Az átlagos fémtartalom mintegy két nagyságrenddel alacsonyabb a korongénál. Ezeknek a különbségeknek a jellemzésére vezette be W. BAADE a *csillagpopuláció* fogalmát.

Mint már az 5.1.2. fejezetben említettük, BAADE 1944-ben az *Andromeda-ködöt* vizsgálva észrevette, hogy az *Andromeda-köd* központi vidékén a legfényesebb csillagok vörösek, míg a korong legfényesebb csillagai a jellegzetes spirális szerkezetet mutató kék óriások.

BAADE felfedezése nem volt minden előzmény nélkül. Már 1916-ban F. H. SEARES észrevette, hogy a spirális galaxisok külső része kékebb, mint a mag. M. L. HUMASON 1931-ben megfigyelte, hogy a galaxisok központi vidéke a morfológiai típustól függetlenül eléggé hasonlít egymásra színképüket tekintve, és ez a Nap színképével mutat hasonlóságot. J. STEBBINS és A. E. WHITFORD 1937-ben megállapította, hogy a spirális galaxisok kékebbek, mint az elliptikusok. R. J. TRÜMLER, P. BRUGGENCATE, H. SHAPLEY még szintén a 30-as években a különböző galaktikus csillaghalmazok között a halmazokat alkotó csillagok tekintetében lényeges eltéréseket talált. Hasonlóképpen eltéréseket észlelt a különféle csillagok mozgásában J. H. OORT és K. F. BOTTLINGER. Ezek a megfigyelések azt mutatták, hogy egy csillagrendszeren belül is a csillagok típustól függően különbözőképpen népesítik be a galaxisokat, mind térbeli elhelyezkedésüket, mind mozgásukat tekintve. Amikor BAADE az *Andromeda-ködben* vörös óriásokat talált, akkor a központi részt, ahol tehát a legfényesebb csillagok vörös óriások voltak, a gömbhalmazokhoz képzelte hasonlónak, és a központi rész csillagait *II. populációs csillagoknak* nevezte, szemben a korong csillagaival, amelyeket *I. populációnak* nevezett, és ahol a legfényesebb csillagok kék óriások. Később kiderült, hogy a központi rész inkább az idős *nyílthalmazokkal* mutat rokonságot (H. ARP, 1966), amelyek tipikus előfordulási helye viszont a galaktikus korong. Ezért napjainkban BAADE felfedezésével ellentétben a központi részt inkább az *I. populációhoz* számítjuk. Az 1950-es években a Galaxis halmazait a többszín-fotometria fejlődése nyomán részletes vizsgálatoknak vetették alá, és A. SANDAGE, valamint M. SCHWARZSCHILD kimutatta, hogy a különféle halmazok fősorozatának alsó része meglehetősen hasonló halmazról halmazra. Ugyanakkor az óriáság erősen eltérő. A csillaghalmaz-

5.33. táblázat. A galaktikus populációtípusok rövid összefoglalása

Halo II. populáció	Közepes II. populáció	Korong populáció	Közepes I. populáció	Extrém I. populáció
Szubtörpék	Gyorsan mozgó csillagok, z irányú sebesség > 30 km/s	Galaktikus mag csillagai	A típusú csillagok	Csillagközi gáz
Gömbhalmazok	Hosszú periódusú változók ($P < 250$ nap)	Planetáris ködök Novák	Csillagok erős fémvonalakkal	Spirál karok fiatal csillagai Szuperóriások Cefeidák T Tauri csillagok
RR Lyrae csillagok ($P > 0,4$ nap)		RR Lyrae csillagok ($P < 0,4$) Csillagok gyenge fémvonalakkal		Trumpler I. osztályba tartozó nyílthalmazok

zok HRD-jeinek értelmezése a csillagfejlődés-elméletek fokozatos javulásával vált lehetővé. M. SCHWARZSCHILD és F. HOYLE megállapította, hogy a halmazok HRD-jeinek eltérő szerkezete alapvetően az életkorukban meglévő különbségekre vezethető vissza. Ennek nyomán alakult ki az a hipotézis, hogy a Galaxist benépesítő különféle populációk alapvetően életkoruk szerint különböznek egymástól. Ezt a fel fogást tükrözi az 1958-ban Vatikánban a csillagpopulációkról tartott konferencia, amely a BAADE által felállított két populációt tovább finomította, és a korong, valamint a halo között lényegében folytonos átmenetet képzelt el. A *vatikáni modell* főbb részleteit az 5.33. táblázat foglalja össze (lásd még az 5.9. táblázatot). A populációs különbségek lényegében kor effektusként való értelmezése jelentős előrelépés volt, de a későbbi megfigyelések több vonatkozásban túlhaladták.

5.8.1. Térbeli szerkezet

A halo legjellegzetesebb objektumai közé tartoznak a *gömbhalmazok*. Térbeli eloszlásuknak a tanulmányozása a galaktikus halmazokéhoz hasonlóan egyszerűbb, mint az egyedi csillagoké. Ez alapvetően amiatt van, hogy a csillaghalmazokra pontosabb távolságokat tudunk levezetni, mint az egyedi csillagokra, amelyeknél nagy távolságok esetén — olyan távolságoknál, amelyek a Tejút méreteivel összemérhetőek — általában csak széles sávú fotometriai adatok állnak rendelkezésünkre, és az esetek túlnyomó többségében az abszolút magnitúdó becsléséhez nem elegendő. A csillaghalmazok és így a gömbhalmazok esetében is a fotometriai adatokból felépíthetjük a halmaz HRD-jét, amelyből az illető halmaztávolság modulusa már becsülhető. Természetesen ehhez a művelethez rendelkezniük kell abszolút magnitúdókra kalibrált szín—fényesség diagrammal, amelyet a halmaz tényleges szín—fényesség diagramjával egybevetve, a távolságot kapjuk.

A halo csillagainak abszolút magnitúdóra való kalibrálása lényegesen nehezebb feladat, mint a korong csillagainak esetében. Ez amiatt van, hogy Napunk közvetlen galaktikus környezetében, ahol közvetlen távolságmeghatározási módszerek (trigonometrikus parallaxis, csillagáram parallaxis, dinamikus parallaxis) állnak rendelkezésünkre, nincsenek számottevő mennyiségben II. populációs csillagok. A Nap környezetében II. populációs csillagok közül zömmel csak törpék találhatók. Ezek viszont a halo feltérképezéséhez szükséges távolságokból már nagyon halványak. Ez a nehézség a modern nagy teljesítményű műszerek esetében (űrteleszkóp obszervatórium) nem leküzdhetetlen.

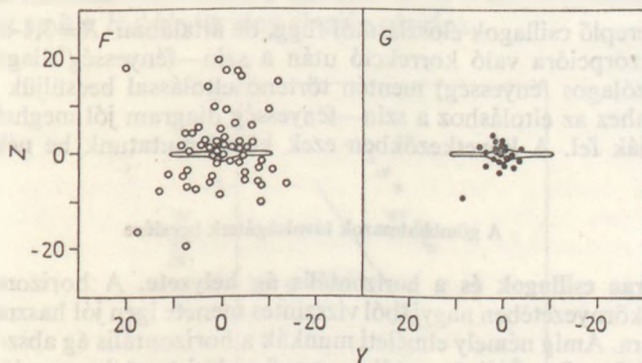
A jelenlegi távolságskála a gömbhalmazokban nagy számban előforduló *RR Lyrae* csillagokra alapozódik, amelyek abszolút magnitúdójának szórása kicsiny, és így a gömbhalmazok távolságalibrálásakor előnyösen használhatók. Az *RR Lyrae* távolságát statisztikai parallaxis segítségével határozták meg. Természetesen statisztikai parallaxissal más halo csillagok távolságát is meg lehetne határozni, azonban az *RR Lyrae* fénygörbéjük alapján könnyen felismerhetők, és a többi csillagtól viszonylag egyszerűen elkülöníthetők. Ez főként technikai kérdés, minthogy jelenlegi módszereinkkel nagyszámú csillag (halványak esetén több millió) statisztikai parallaxisának levezetése nem lenne lehetséges. Ha a mérendő csillagokat véletlen kiválogatással gyűjtenénk össze, akkor a kiválasztási hibákból eredő torzítások a kapott eredményt lényegesen jobban terhelnék.

Az *RR Lyrae*kre alapozott távolságskála sem mentes torzításoktól, minthogy abszolút fényességük függ a fémtartalomtól. A fémtartalom nem egységesen oszlik el a

aloban, hanem a Tejútrendszer középpontja felé haladva a fémesség fokozatosan nő, és hasonlóképpen növekszik a Tejútrendszer síkjának irányában is. A fémtartalomnak ez a helytől való függése megnehezíti az *RR Lyrae*, mint távolságindikátorok használatát.

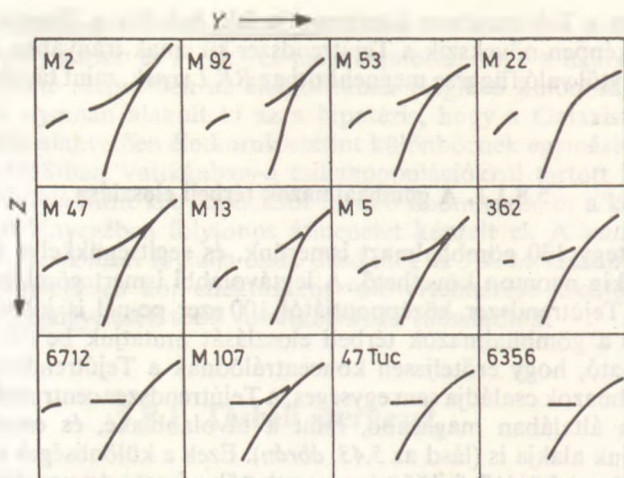
5.8.1.1. A gömbhalmazok térbeli eloszlása

Jelenleg mintegy 130 gömbhalmazt ismerünk, és segítségükkel a halo szerkezete nagy távolságokig nyomon követhető. A legtávolabbi ismert gömbhalmaz az NGC 419, amely a Tejútrendszer középpontjától 100 ezer pc-nél is jobban eltávolodik. Az 5.42. ábrán a gömbhalmazok térbeli eloszlását mutatjuk be (lásd még az 5.3. ábrát). Jól látható, hogy erőteljesen koncentrálnak a Tejútrendszer középpontja felé. A gömbhalmazok családja sem egységes, a Tejútrendszer centrumához közelebbiek fémtartalma általában magasabb, mint a távolabbiaké, és ennek megfelelően térő a HRD-juk alakja is (lásd az 5.43. ábrán). Ezek a különbségek a Tejútrendszer kialakulására és azt követő fejlődésére vezethetők vissza, de egyelőre nem rendelkezünk olyan elmélettel, amely kielégítően magyarázná a megfigyelési tényeket. Arra a kérdésre egyébként az 5.15. fejezetben még visszatérünk.



5.42. ábra. A gömbhalmazok térbeli eloszlása. Jól látható, hogy erőteljesen koncentrálnak a Tejútrendszer középpontja felé. A *G* típusúak jobban tömörülnek a Galaxis középpontjához, mint az *F* típusúak. (W. E. HARRIS, 1976)

A térbeli sűrűségek meghatározásához az első lépés egy megfelelő, a távolság becslésére alkalmas mennyiség meghatározása. Ha a távolság becslése fotometriai úton történik, akkor az interisztelláris abszorpcióra korrigálni kell. Ez különösen alacsonyabb galaktikai szélességeknél fontos. Az 1983-ban repült IRAS — infravörös tartományban mérő mesterséges hold — eredményei azt bizonyítják, hogy az ún. infravörös cirrusok felhők nagy galaktikai magasságban is előfordulnak. A teljes abszorpció meghatározása az előtér-vörösödés színexcesszusának a teljes abszorpcióra történő átszámításával vihető végbe. *UBV*-mérések esetén a színexcesszust az $-V$ mennyiséggel jellemezzük, és a teljes abszorpciót $A_V = R E_{B-V}$ összefüggéssel számoljuk. Korai típusú csillagokra $R=3,1$, de mind megfigyelési, mind elméleti bizonyítékok azt mutatják, hogy R növekszik a későbbi színképtípusok felé. Hogy egy adott rendszer esetén, mint egy gömbhalmaz, milyen átlagos értéket kell venni,



5.43. ábra. A gömbhalmazok Hertzsprung—Russell-diagramjának szerkezete a fémtartalom (Z) és a héliumtartalom (Y) függvényében. (F. D. A. HARTWICK, 1968)

az a benne szereplő csillagok eloszlásától függ, de általában $R=3,1$ -et szoktak használni. Az abszorpcióra való korrekció után a szín—fényesség diagram függőleges tengelye (látszólagos fényesség) mentén történő eltolással becsüljük meg a halmaz távolságát. Ehhez az eltoláshoz a szín—fényesség diagram jól meghatározható részeit használják fel. A következőkben ezek közül mutatunk be néhányat.

A gömbhalmazok távolságának becslése

Az RR Lyrae csillagok és a horizontális ág helyzete. A horizontális ágnak az RR Lyrae rés környezetében nagyjából vízszintes menete igen jól használható távolság meghatározásra. Amíg némely elméleti munkák a horizontális ág abszolút fényességét a fényességtől függően írják le, addig a megfigyelési tesztek egyenlő fényességűnek mutatják. W. E. HARRIS (1976) a távolság meghatározásaihoz $M_V=0^m6 \pm 0^m3$ egyenes horizontális ág abszolút fényességét használ.

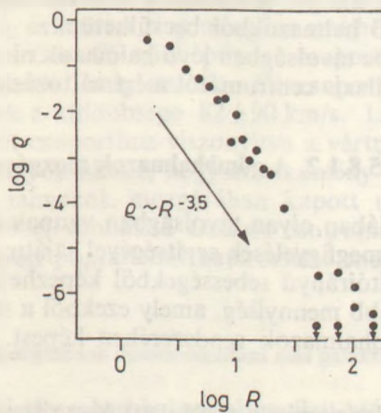
Fősorozat illesztés. Amint azt az 5.43. ábrán megmutattuk, a fősorozat erősen függ a fémtartalomtól. Továbbá a fősorozat meredeksége elég nagy, és ez az illesztés megnehezíti. További nehézséget jelent az intersztelláris vörösödés nem kielégítő ismerete.

A legfényesebb csillagok. A legfényesebb csillagok fotometriája lehetővé teszi olyan rendszerek távolságának a megbecsülését, ahol csak néhány halmaztagot lehet elkülöníteni. Ezt a módszert először H. SHAPLEY használta 1918-ban, és újabban HARRIS alkalmazta, aki a 25 legfényesebb csillag kék magnitúdóját viszonyította a horizontális ág fényességéhez.

Vizuális feloldás. A legfényesebb csillag kalibrációnak meglehetősen durva közelítése a halmaznak a csillagokká való feloldása. HARRIS ezt a horizontális ág csillagainak fényességéhez kalibrálta. Néhány halmaz esetén ez az egyedüli távolságbecslési lehetőség.

A gömbhalmazok háromdimenziós eloszlásának vizsgálatából HARRIS úgy becsüli, hogy a teljes számuk a Galaxisban 200 körül van. Ebben a vonatkozásban érdemes megjegyezni, hogy a déli égbolton történt vizsgálatok eredményeképpen néhány új, távoli halmazt találtak, amelyek közül az egyik új rendszer, az AM—01 nagyon távoli objektum, és lehetséges, hogy az intergalaktikus gömbhalmazok első ismert képviselője. Ez a minta már elegendően nagy ahhoz, hogy a térbeli eloszlás néhány jellegzetességét megfigyeljük.

Első közelítésben egy spirális galaxis egy korongból és az azt magában foglaló szferoidális komponensből (mag + halo) áll. A galaxisok fejlődésének vizsgálata során fontos annak a tisztázása, hogy a spirálisok szferoidális komponense hasonló-e az elliptikus galaxisokéhoz, ahol is a sűrűség lefutása az ún. *Hubble*-törvénynek tesz eleget, azaz ha σ a megfigyelt felületi sűrűség és ρ a tényleges térbeli sűrűség, akkor $\sigma \sim R^{-2}$, és ennél fogva $\rho \sim R^{-3}$, ahol R a galaktocentrikus távolság. Az 5.44. ábra a galaktikus gömbhalmazok eloszlását mutatja a Galaxis centrumától mért távolság függvényében, HARRIS távolságbecsléseit alapul véve. Annak érdekében, hogy a kiválasztási hibákból eredő torzításokat kiküszöböljük, csak a Galaxis felénk eső oldalán lévő halmazokat tüntettük fel. Az ábra azt mutatja, hogy a gömbhalmazok a $2000 \text{ pc} < R < 20\,000 \text{ pc}$ tartományban $\rho \sim R^{-3}$ törvénynek megfelelően oszlanak el. Az $R > 30\,000 \text{ pc}$ tartományban mind a halvány, mind a fényes gömbhalmazok sűrűsége kisebb, mint amit a *Hubble*-törvény alapján várnánk.



5.44. ábra. A galaktikus gömbhalmazok eloszlása a Galaxis centrumától mért távolság függvényében. A $2000 < R \leq 20\,000 \text{ pc}$ tartományban a $\rho \sim R^{-3}$, azután a $\rho \sim R^{-3.5}$ összefüggés érvényesül. (W. E. HARRIS, 1976)

Ha a gömbhalmazok eloszlása a galaktikus halo szerkezetét tükrözi, akkor ennek a szerkezete hasonló egy elliptikus galaxiséhoz. Egy lehetséges különbség a spirálisok haloja és az elliptikus galaxisok között abban nyilvánulhat meg, hogy a nehéz elemek eloszlása a centrumtól kifelé haladva más az elliptikusoknál és más a spirálisoknál. A galaktikus gömbhalmazok megfigyelési adatai azt mutatják, hogy a viszonylag fémgazdag *G* típusú halmazok egy $R < 10\,000 \text{ pc}$ rádiuson belül helyezkednek

5.34. táblázat. Az ismert színeképtípusú gömbhalmazok térbeli eloszlásának főbb jellemvonásai

Színekép	F2, 5	F4, 5	F6, 6	F8, 5	G0, 5	G2, 5	G4, 5
$\langle \log Z \rangle$	0,76 $\pm 0,13$	0,66 $\pm 0,14$	0,60 $\pm 0,09$	0,17 $\pm 0,11$	0,56 $\pm 0,20$	0,22 $\pm 0,13$	0,00 $\pm 0,10$
$\langle \log R \rangle$	0,97 $\pm 0,16$	0,96 $\pm 0,12$	0,96 $\pm 0,09$	0,72 $\pm 0,04$	0,74 $\pm 0,25$	0,74 $\pm 0,08$	0,50 $\pm 0,08$
n	8	14	13	18	3	7	12

A távolságok 1000 pc-ben; $|Z|$ a galaktikus síktól mért, R a galaktocentrikus távolság, n a megfelelő halmazok száma.

el, míg a fémszegény F típusú halmazok a centrumtól nagyobb távolságnál is előfordulnak. Az ismert színeképtípusú gömbhalmazok térbeli eloszlásának főbb jellemvonásait a 5.34. táblázat foglalja össze. Ezek az adatok azt mutatják, hogy a fémekben szegény F típusú halmazok rendszere kevésbé lapult, mint a fémekben gazdag G típusúaké. Ezt a következtetést mindazonáltal óvatosan kell elfogadni, minthogy a Galaxis centrumának közelében lévő G típusú halmazok távolságát többnyire nagyobbra becsülik a ténylegesnél, jóllehet ezt a torzítást némiképp ellensúlyozza az a tény, hogy a Galaxis síkjához közeli halmazokat abszorpciós felhők takarják el előlünk, ezért a halmazok átlagos távolsága a Galaxis síkjától kisebb, mint amit a ténylegesen megfigyelhető halmazokból becsülhetünk.

Sajnos, az $R > 20\,000$ pc távolságban lévő halmazok nincsenek elegendően ahhoz, hogy a fémségnek a Galaxis centrumától mért változását nyomon követhessük.

5.8.1.2. A gömbhalmazok mozgása

A gömbhalmazok általában olyan távolságban vannak a Naptól, hogy nem lehet megmérni a földi bázisú megfigyelések segítségével sajátmozgásukat. Így mozgásukról alkotott képünk a látóirányú sebességekből képezhető statisztikákon alapszik. Az egyik ilyen legfontosabb mennyiség, amely ezekből a statisztikákból levezethető, a Nap mozgása a gömbhalmazok rendszeréhez képest.

A Nap mozgása a gömbhalmazokhoz viszonyítva

Célszerű a halmazok mozgását ugyanabban a koordináta-rendszerben tanulmányozni, mint amelyikben a Naphoz közeli csillagokat vizsgáljuk. Ezért a halmazok Naphoz viszonyított látóirányú sebességét korrigálni kell a Napnak a közeli csillagokhoz képesti sebességével. A Nap mozgása ehhez az ún. *lokális nyugalmi rendszer*hez képest 20 km/s az $\alpha = 18$ óra és $\delta = 30^\circ$ irányban. Ha X -szel, Y -nal és Z -vel jelöljük a halmazok térbeli sebességének ($0^h, 0^\circ$) ($6^h, 0^\circ$) és $+90^\circ$ irányba mutató komponenseit, akkor a gömbhalmazok összessége $X = -73 \pm 33$ km/s, $Y = 93 \pm 22$ km/s, $Z = -119 \pm 28$ km/s sebességgel mozog ebben a rendszerben. A sebesség abszolút értéke 168 ± 27 km/s (T. D. KINMAN, 1959), és irányának ekvatoriális koordinátái:

$$\alpha = 21^h 27^m \pm 26^m,$$

$$\delta = 45^\circ 08' \pm 6^\circ 08'.$$

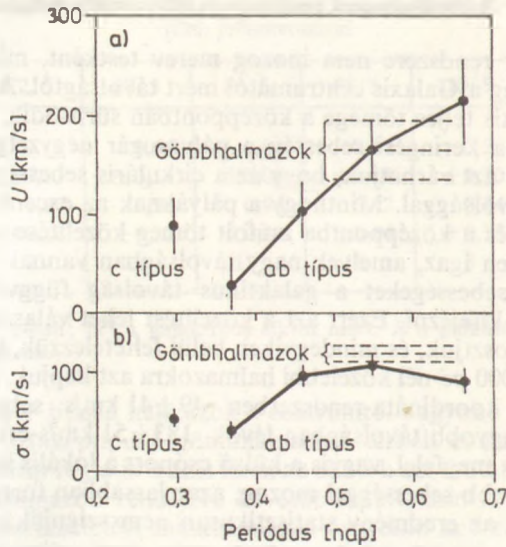
A gömbhalmazok rendszere nem mozog merev testként, minthogy a halmazok forgási sebessége függ a Galaxis centrumától mért távolságtól. A legegyszerűbb esetben, amikor a Galaxis teljes tömege a középpontban sűrűsödik, és a halmazok körpályán keringenek, a keringési sebesség a pályasugár négyzetgyökével fordítottan arányos. Ennélfogva azt várhatjuk, hogy ez a cirkuláris sebesség csökken a Galaxis centrumától mért távolsággal. Minthogy a pályáknak az excentricitása és a nagytengelye ismeretlen, és a középpontba zsúfolt tömeg közelítése csak azoknak a halmazoknak az esetében igaz, amelyek nagy távolságban vannak a centrumtól, ezért nehéz a megfigyelt sebességeket a galaktikus távolság függvényében valamilyen analitikus formában kifejezni. Ezért azt a közelítést lehet választani, hogy a halmazokat két csoportba osztjuk, és mindegyiken belül feltételezzük, hogy merev testként forognak. Ekkor a 9000 pc-nél közelebbi halmazokra azt kapjuk, hogy a közeli csillagok által kifeszített koordináta-rendszerben 49 ± 41 km/s sebességgel mozognak, míg a 9000 pc-nél nagyobb távolságban lévők 183 ± 51 km/s-cel. Jóllehet, az eredmény a várakozásnak megfelel, vagyis a külső csoport a lokális koordináta-rendszerhez viszonyítva nagyobb sebességgel mozog, azaz lassabban forog, a mérések hibája olyan nagy, hogy ez az eredmény statisztikusan nem szignifikáns.

Már említettük, hogy a gömbhalmazok eloszlása függ a halmaz színképtípusától. A korábbi színképtípusúak közel gömbszerű eloszlást mutatnak, míg a késői típusúak jobban sűrűsödnek a galaktikus sík és a Tejútrendszer centrumának irányába. A térbeli eloszlás különbözősége azt sugallja, hogy a késői típusú halmazok rendszere nagyobb sebességgel forog, és ezért a Nap mozgása ezekhez képest kisebb. A vizsgálatok azt mutatták, hogy a G0—G5 színképtípusú csoport forgási sebessége a Naphoz viszonyítva 80 ± 82 km/s, míg az F2—F9 csoporté 162 ± 36 km/s. A két csoport forgássebességének a különbsége 82 ± 90 km/s. Látható, hogy a Nap mozgásában a különbség a két csoporthoz viszonyítva a vártnak megfelelő, de a hibák megint csak túlságosan nagyok ahhoz, hogy az eredmény statisztikusan szignifikáns legyen. A késői típusú halmazok mozgásában kapott nagy hiba abból adódik, hogy ezek a halmazok közel vannak a Galaxis centrumához, és ezért a rendszer forgássebessége csak nagyon pontatlanul határozható meg.

A gömbhalmazok mozgásának összehasonlítása más galaktikus objektumokkal

Nagy radiális sebességeket a gömbhalmazok mellett más galaktikus objektumoknál is mértek, és ezek a gömbhalmazokkal együtt alkotják a galaktikus halot. Mindazonáltal a vizsgálatokat olyan objektumokra kell korlátozni, amelyek bizonyos fizikai paramétereik alapján, mint pl. a színkép- vagy fényváltozás, a halóhoz tartozóknak bizonyulnak. Ezt a korlátozást azért kell megtenni, mert radiális sebességet csak viszonylag kis számú objektumra tudunk mérni, és ezért kell a halóhoz tartozó objektumokat valamilyen fizikai sajátosság alapján előzetesen kiválogatni. Az alábbiakban néhány jellegzetes halo objektum mozgását tekintjük át.

Az RR Lyrae csillagok. OORT (1939) 67 RR Lyrae csillag radiális sebességéből azt kapta, hogy a Nap sebessége 130 ± 21 km/s. Azóta sokkal több RR Lyrae csillag radiális sebességét határozták meg, és később R. E. WILSON (1953) radiális sebesség katalógusa alapján 129 RR Lyrae felhasználásával 134 ± 20 km/s-et kaptak. Az RR Lyrae csoportja nem egységes, és ezért a vizsgálatokat különböző al-



5.45. ábra. A Nap mozgása a gömbhalmazokhoz nem tartozó *RR Lyrae* csillagokhoz viszonyítva a periódus függvényében (a), valamint a Nap mozgására korrigált sebességek szórása a periódus függvényében (b). (T. D. KINMAN, 1959)

csoportokra végezték el. Az eredményeket az 5.45. ábra és az 5.35. táblázat foglalja össze.

Ezen adatok azt mutatják, hogy a Nap mozgásának sebessége jelentősen növekszik a periódushosszal. A gömbhalmazokban található *ab* típusú változók periódusa durván $0^d50 \dots 0^d65$ tartományban van, és ehhez a periódustartományhoz a táblázatból 167 ± 30 km/s sebesség tartozik, amely nagyon közeli érték ahhoz, amit gömbhalmazok esetén találtak. Ennélfogva azt mondhatjuk, hogy az adott periódusú *RR Lyrae*ek lényegében hasonló mozgást végeznek a Galaxisban, függetlenül attól, hogy gömbhalmazokhoz tartoznak-e, vagy pedig magányos csillagok. Ezek az eredmények arra utalnak, hogy a halmazokban található és a magányos *RR Lyrae*ek azonos eredetűek. Ez az azonos eredet lehetséges a halmazon belül, vagyis a magányos *RR Lyrae*ek halmaztagok voltak, és később szöktek meg, vagy

5.35. táblázat. Az *RR Lyrae* csillagok kinematikai alcsoportjai

Bailey-típus	Periódustartomány	Közepes periódus	Napmozgás [km/s]	Csillagok száma
<i>c</i>	$0^d23 \dots 0^d35$	0^d296	89 ± 29	14
<i>ab</i>	$0^d20 < P < 0^d40$	0^d369	30 ± 27	11
<i>ab</i>	$0^d40 < P < 0^d50$	0^d460	105 ± 29	37
<i>ab</i>	$0^d50 < P < 0^d60$	0^d548	167 ± 30	46
<i>ab</i>	$0^d60 < P < 0^d75$	0^d666	205 ± 45	21

edig a gömbhalmazokkal együtt alakultak ki az intersztelláris közegeből, és azonos alakítású eloszlásúak.

Az *RR Lyrae* mozgását sokkal pontosabban tudjuk jellemezni, mint a gömbhalmazokét. Ez azért van, mert kevés gömbhalmaz van ilyen statisztikai vizsgálatokhoz, és azok is úgy oszlanak el az égbolton, hogy belőlük a Nap mozgását csak pontatlanul lehet meghatározni. Mivel a gömbhalmazok száma nem fog számottevően változni a jövőben sem, ezért a gömbhalmazokon alapuló statisztika lényeges javulásával sem számolhatunk. Az *RR Lyrae* azonban lényegesen nagyobb számban fordulnak elő, és fényváltozásuk alapján könnyen elkülöníthetők az egyéb mezőcsillagoktól. Így segítségükkel a Napnak a halo csillagaihoz képesti mozgását sokkal pontosabban tanulmányozhatjuk.

Szubtörpék. W. FRICKE (1950) 78 szubtörpe radiális sebességéből 148 ± 28 km/s-et kapott, amely hasonló ahhoz a mozgáshoz, amit az összes *RR Lyrae* együttvéve átlagosan mutat. Valószínűleg ebben az esetben is különböző típusú csillagok keverékét látjuk. A Nap környéki szubtörpék mozgásával és az abból levont következtetésekkel az 5.8.1.4. fejezetben, illetve a Galaxis kialakulásának problémája kapcsán részletesebben szólnunk.

Gömbhalmazok pályája a Galaxisban

S. VON HOERNER (1955) tárgyalását követve jelöljük u_0 -val a halmaz radiális sebességét (amelyet már korrigáltunk a Nap galaktikus keringésére és a környező csillagokhoz képesti mozgására) és a halmaz pozíciójának megfelelő cirkuláris sebesség hányadosát. Ha feltételezzük, hogy a Galaxis tömege a középpontban van eloszlásos, és azt, hogy a Nap cirkuláris sebessége 260 km/s, valamint azt, hogy a Galaxis centrumától mért távolsága 9000 pc, akkor azt kapjuk, hogy

$$u_0 = \frac{u}{u_c} = \frac{u \sqrt{R_g}}{u_s \sqrt{s}} = \frac{u \sqrt{R_g}}{780}.$$

ahol u a halmaz radiális sebessége és u_c a neki megfelelő cirkuláris sebesség, u_s ugyanez a Napra vonatkoztatva, s a Nap, míg R_g a halmaz távolsága Tejútrendszerünk középpontjától. Jelöljük továbbá ϑ -val azt a szöveget, amely alatt a halmazból a Nap—Galaxisközpontra nézve látszik, akkor annak a feltétele, hogy egy gömbhalmaz ne szökjön el a Galaxisból:

— körpályák esetén $u_0 < \sin \vartheta$,

— a Galaxis középpontján átmenő egyenes pályák esetén $u_0 < \sqrt{2} \cos \vartheta$,

— bármely pálya esetén $u_0 < \sqrt{2}$, tekintve, hogy ebben a modellben a szökési sebesség a körsebesség $\sqrt{2}$ -szöröse.

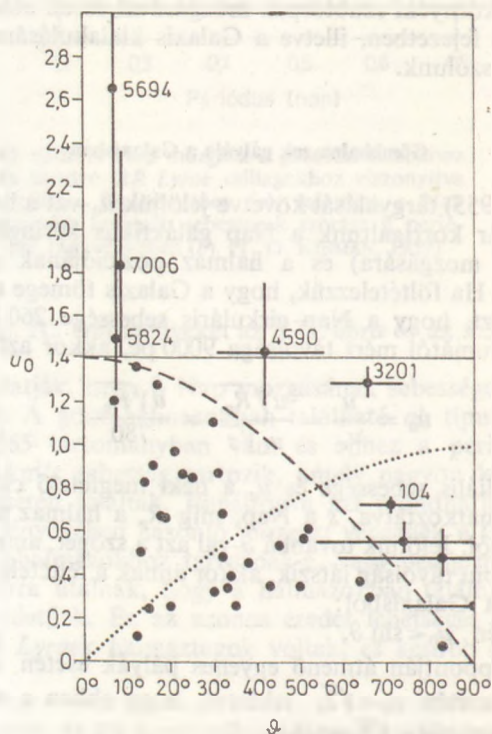
VON HOERNER a vizsgálataiból kihagyta azokat a halmazokat, amelyek 6000 pc-nél közelebb vannak a Tejútrendszer középpontjához, úgyhogy a Galaxis tömegpont-közelítése nagyjából teljesül. Ekkor azt találta, hogy két kivételtől eltekintve $u_0 < \sqrt{2} \cos \vartheta$, úgyhogy a pályáknak erősen elnyúltaknak kell lenniük.

Nem beszélve a tömegpont-közelítés pontatlanságáról, a gömbhalmazok távolsága elég rosszul becsülhető: a hibák gyakran 30...50%-ot is elérhetnek. Ezek a hibák jelentősen befolyásolják ϑ értékét, különösen azoknál a halmazoknál, amelyek a Tejútrendszer középpontjához közel vannak. Természetesen ezek a hibák R_g értékét befolyásolják, de minthogy ez a képletben négyzetgyök alatt szerepel, ezért hatá-

suk kisebb mértékű. Az eredményt az 5.46. ábra mutatja, ahol az ordináta u_0 , és ϑ az abszcissa. A pontokon átmenő vízszintes és függőleges vonalak a két mennyiség meghatározása révén fellépő hibákat jelölik.

Az egyetlen halmaz, amelyik úgy tűnik, hogy nagyobb sebességgel rendelkezik a szökési sebességnél, az NGC 5694, jóllehet ennek a halmaznak a távolsága csak pontatlanul ismert. Ezért ezt a kijelentést óvatosan kell kezelni. Az NGC 3201, amelynek sebessége és távolsága viszonylag jól ismert, külön figyelmet érdemel. Ennek a távolodási sebessége 481 km/s, és valószínűleg retrográd pályán kering.

Ezeknek a vizsgálatoknak a pontossága nem túl nagy, de úgy tűnik, hogy a halmazok zöme kisebb sebességgel rendelkezik a szökési sebességnél, és többségük erősen elnyúlt pályán kering. Nem is nagyon várnánk, hogy sok halmazt találjunk a szökési sebességnél nagyobb sebességgel, minthogy a halmazok és a Galaxis egyéb részei között kicsi az energiacsere, a halmazok öreg objektumok, és hogyha egy halmaznak az eredeti sebessége nagyobb volt a szökési sebességnél, az már régen megszökött.



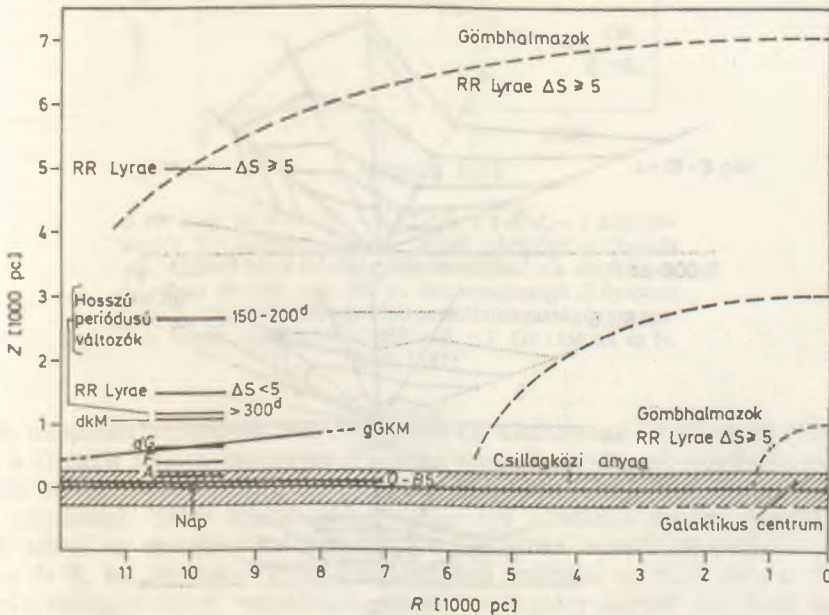
5.46. ábra. A gömbhalmazok — a Nap galaktikus keringésére korrigált — sebességének az aránya az illető halmaz galaktocentrikus távolságában érvényes körsebességhez (u_0) annak a szögnek a függvényében, amely alatt a halmazból nézve a Nap—galaktikus centrum távolság látszik. A vízszintes vonal a kötött pályák határa. A pontozott vonal a kör-, míg a szaggatott vonal a galaktikus centrumon átmenő pályák felső határa. (T. D. KINMAN, 1959)

5.8.1.3. A halo csillagainak térbeli eloszlása

Gömbhalmazok segítségével Galaxisunk legtávolabbi vidékei is feltérképezhetők. Galaxisunk külső régióiban a mezőcsillagok tanulmányozása már sokkal nehezebb, minthogy ezek látszó fényessége igen alacsony, így főképp az óriás csillagok vizsgálata kell szorítkoznunk. Ezen a téren az űrben végzett megfigyelések lényeges változást hoznak majd. Nyilvánvaló okok miatt sokáig csak a Nap környéki csillagokat tanulmányozták behatóbban. Már 1926-ban OORT észrevette, hogy bizonyos csillagok mind mozgásukat, mind színképüket tekintve eltérnek a közeli csillagok megfelelő mozgásától és színképétől. Később BAADE felfedezésével derült fény a különböző csillagpopulációk léte.

Az I. populáció jellegzetes objektumai a fényes *O* és *B* típusú csillagok, valamint a *T Tauri* változók. Ezek a csillagok gyakran csillagtársulásokban fordulnak elő. Az I. populáció jellegzetes objektumai még az ún. klasszikus cefeidák, és ide sorolhatjuk az intersztelláris anyagot is. Meg kell jegyezni, hogy a legfényesebb és legfiatalabb objektumok spirál karokba tömörülnek, és a korong többi részét zömmel *F* és *G* típusú csillagok alkotják. Gyakran különbséget teszünk a korong populáció és az extrém I. populáció között, amely lényegében a karokat alkotja.

A II. populáció jellegzetes objektumai a gömbhalmazok, amelyeknek a legfényesebb csillagai a vörös óriások és amelyek számos *RR Lyrae* változót is tartalmaznak. A gömbhalmazok mellett mezőcsillagok is találhatóak, szubtörpék, *RR Lyrae* stb. Tulajdonképpen a két populáció között nem lehet éles különbséget tenni, nagyjából folyamatos átmenet van az extrém I. populáció (a karok populációja) és az extrém II. populáció (a gömbhalmazok populációja) között. Az 5.36. táblázat és az 5.47. ábra illusztrálja a különféle objektumok eloszlásának a Galaxis síkjára



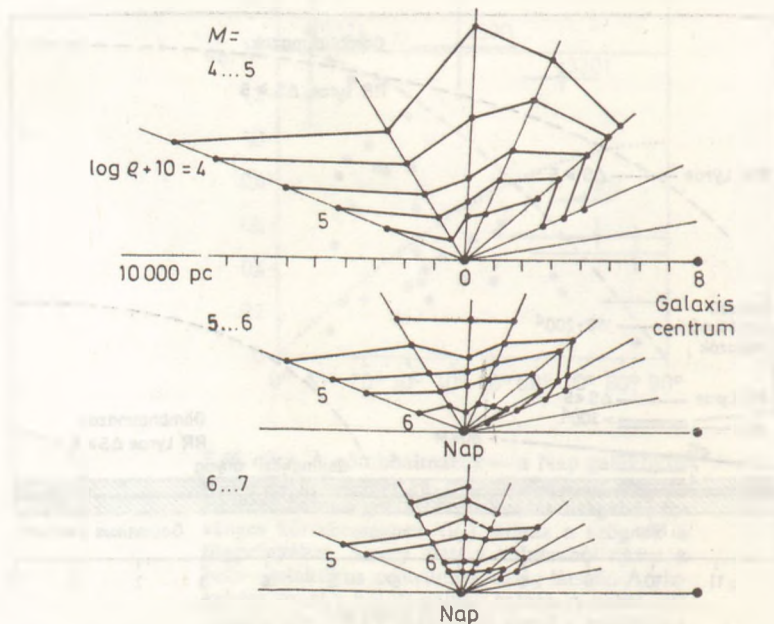
5.47. ábra. A Galaxis főbb összetevőinek vázlatos eloszlása az alapsíkra merőleges meridionális metszetben. Az ábra bal oldalán a vízszintes vonalak a szimmetriásiktól azt a távolságot jelölik, ahol az illető komponens sűrűsége 0,1-ére csökken

5.36. táblázat. A különféle objektumok eloszlásának skálamagassága a Galaxis síkjára merőlegesen

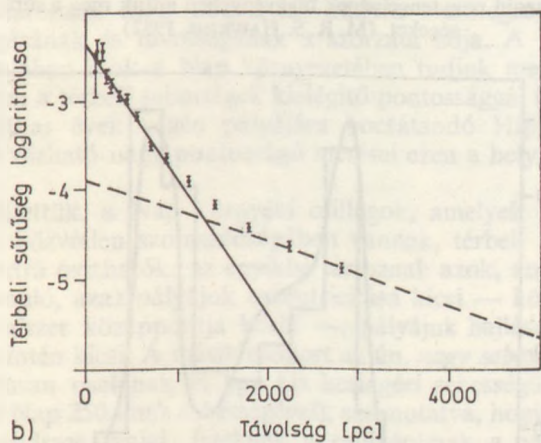
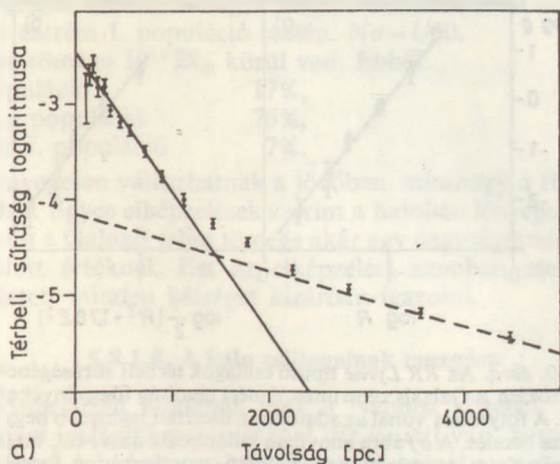
Objektum	Skálamagasság [pc]
Nyílthalmazok	120
O—A5 csillagok	150
F törpék	500
G—K—M óriások	550
K—M törpék	800
Fehér törpék	930
Mira Ceti változók és más hosszú periódusú változók	1300
RR Lyrae változók	1100...5000
Gömbthalmazok	5000

merőleges skála magasságát pc-ben. Ezeknek az eredményeknek legnagyobb része P. P. PARENAGOTÓL (1950) származik.

Több szerző megkísérelte a csillagok eloszlásának és rajtuk keresztül a tömeg eloszlásának meghatározását a Galaxisban. Az eredmények közül a W. BECKER vezette bázeli iskola kutatóiét kell kiemelnünk, akik az RGU háromszín-fotometria segítségével különböző galaktikus irányokban végeztek vizsgálatokat. A különböző galaktikus irányokban kapott térbeli sűrűségeket az 5.48. ábra szemlélteti (W. BECKER, 1984). Említésre méltók az Edinburgh-i iskolában kapott eredmények is (United Kingdom Schmidt Telescope Unit), ahol a mezőcsillagok, és különösen az RR Lyrae



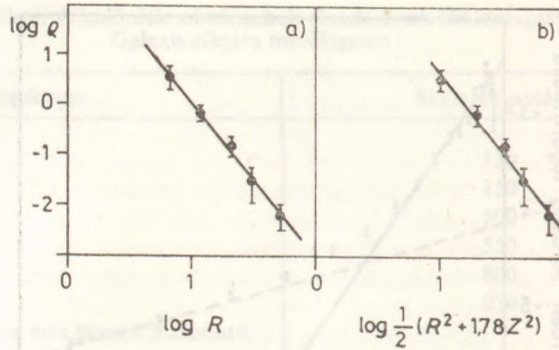
5.48. ábra. A különböző abszolút magnitúdójú csillagok térbeli sűrűsége a Galaxis szimmetriasíkjára merőleges és a Tejútrendszer középpontján átmenő síkban. (W. BECKER, 1984)



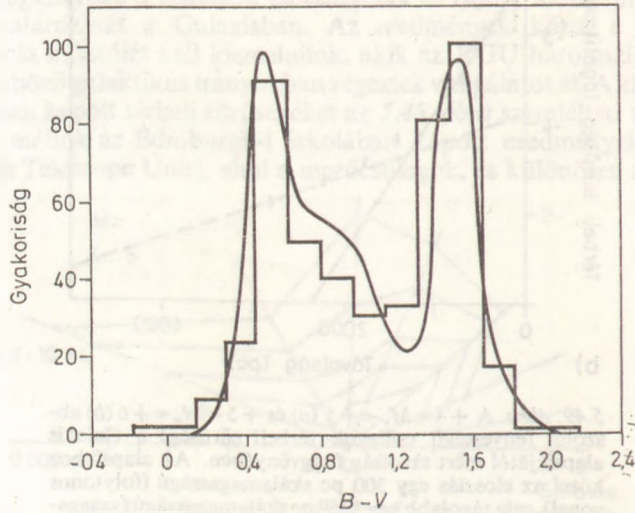
5.49. ábra. A $+4 < M_v < +5$ (a) és $+5 < M_v < +6$ (b) abszolút fényességű csillagok térbeli sűrűsége a Galaxis alapsíkjától mért távolság függvényében. Az alapsíkhoz közel az eloszlás egy 300 pc skálamagasságú (folytonos vonal), míg távolabb egy 1350 pc skálamagasságú (szaggatott vonal) eloszlással közelíthető. (G. GILLEMORE és N. REID, 1981)

csillagok eloszlását vizsgálták. Az 5.49. ábra G. GILLEMORE és N. REID munkája alapján a Galaxis síkjára merőleges irányban mutatja a csillagok eloszlását, míg az 5.50. ábra az RR Lyrae eloszlására M. R. S. HAWKINS (1982) által kapott eredményeket szemlélteti. Több szerző megkísérelte egy általános modell kialakítását, melyek közül az észlelésekkel kvantitatíve legjobban egyező modellként J. N. BAHCALL és R. M. SONEIRA (1980) modelljét kell említeni. Az 5.51. ábra az SA 57 területen a csillagok látszó magnitúdó, valamint színindex szerinti eloszlását hasonlítja össze a BAHCALL és SONEIRA által számított eloszlásokkal.

Kiváló áttekintést ad a Galaxis tömegeloszlását leíró modellek problémáiról PEREK (1962), aki feltételezi, hogy minden populációban a tömegek egyenlő



5.50. ábra. Az RR Lyrae típusú csillagok térbeli sűrűségének változása a Galaxis centrumától mért távolság függvényében (a). A folytonos vonal az adatokhoz illesztett legkisebb négyzetes becslés. A b) ábra annyiban különbözik az a)-tól, hogy a vízszintes tengelyen egy $c/a=0,6$ tengelyarányú forgási ellipszoid nagytengelyének függvényében adtuk meg a sűrűségeket. (M. R. S. HAWKINS, 1982)



5.51. ábra. A 19,75 és 22,0 vizuális látszó magnitúdó közé eső csillagok $B-V$ színindex szerinti eloszlása a galaktikus pólus irányában. A hisztogram R. G. KRON (1978) adatain alapul, míg a folytonos görbét J. N. BAHCALL és R. M. SONEIRA (1980) modellje szolgáltatta

sűrűségű felületei különböző lapultságú forgási ellipszoidok. Ezeknek az ellipszoidoknak a lapultsága II. populáció esetén

- $R = 4000$ pc galaktocentrikus távolságnál $b/a=0,28$,
- $R = 9000$ pc-nél $b/a=0,6...0,7$,
- $R = 16\ 000$ pc-nél $b/a=0,8...0,9$.

Ezeket az eredményeket a gömbhalmazok és az RR Lyrae csillagok eloszlásának vizsgálatával kapták.

A Galaxis korongját alkotó csillagok térbeli eloszlása ettől sokkal lapultabb, itt $b/a=1/16$, ill. az extrém I. populáció esetén $b/a=1/60$.

A Galaxis teljes tömege $10^{11} M_{\odot}$ körül van. Ebből

II. populáció	17%,
korong populáció	76%,
extrém I. populáció	7%.

Ezek a számok lényegesen változhatnak a jövőben, minthogy a II. populáció tömege nagyon bizonytalan. Egyes elképzelések szerint a haloban lényegesen nagyobb tömeg van jelen, és eszerint a Galaxis teljes tömege akár egy nagyságrenddel is nagyobb lehet a fentebb megadott értéknél. Ezt az elképzelést azonban megfigyelések alapján egyelőre nem lehetett minden kétséget kizáróan igazolni.

5.8.1.4. A halo csillagainak mozgása

A csillagok térsebességét általában csak a Naphoz közeli (< 10 pc) esetében tudjuk meghatározni kielégítő pontossággal. Ez amiatt van, hogy a térbeli sebességhez mind a látóirányú, mind az arra merőleges sebességet a szinképvonalak *Doppler-eltolódásából* határozzuk meg, míg a látóirányra merőleges sebességet az illető csillag sajátmozgásának és távolságának a szorzata adja. A távolságot megfelelő pontossággal általában csak a Nap környezetében tudjuk meghatározni. Ezért az a térrész, amelyben a térbeli sebességek kielégítő pontossággal ismertek, erősen korlátozott. Az 1980-as évek végén pályájára bocsátandó Hipparcos asztrometriai mesterséges hold várható nagy pontosságú mérései ezen a helyzeten lényegesen változtatnak majd.

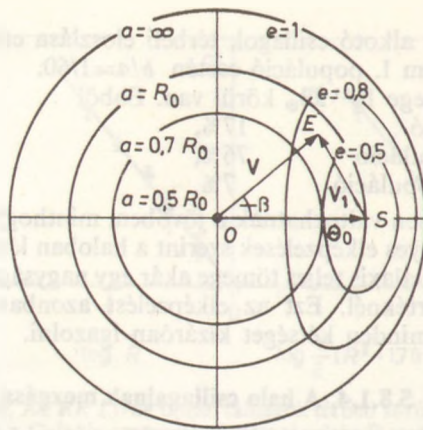
Mint már említettük, a Nap környéki csillagok, amelyek Napunkkal együtt a Galaxis síkjának közvetlen szomszédságában vannak, térbeli mozgásukat tekintve két nagy alcsoportra oszthatók: az egyikbe tartoznak azok, amelyeknek a mozgása Napunkéhoz hasonló, azaz pályájuk excentricitása kicsi — közel körpályán keringenek a Tejútrendszer középpontja körül —, pályájuk hajlása a Galaxis síkjához viszonyítva úgyszintén kicsi. A másik csoport az ún. *nagy sebességű csillagok*. Nagyából szimmetrikusan oszlanak el egy kis keringési sebességű (kb. 50 km/s) pont körül (szemben a Nap 250 km/s sebességével), azt mutatva, hogy ezek a csillagok egy lassan forgó alrendszer tagjai. Ezeknek a csillagoknak a pályája erősen elnyúlt.

A Nap környéki nagy sebességű csillagok a halohoz tartoznak. Sebesség szerinti eloszlásukat jól lehet szemléltetni az ún. *Bottlinger*-diagrammal. Ez a diagram a csillagok sebességét az ún. lokális nyugalmi rendszerhez képest adja meg.

Az 5.52. ábra a Nap környéki csillagoknak a Galaxis síkjában mérhető térsebességeit ábrázolja egy *Bottlinger*-diagram formájában, amelyről a pálya excentricitása és a Galaxis középpontjától mért maximális távolság is leolvasható (lásd még az 5.25. ábrát).

Az 5.52. ábra jelöléseit követve legyen $O\bar{S}$ a lokális nyugalmi rendszer keringési sebessége, a $\mathbf{V} = O\bar{E}$ vektor ennél fogva a csillagnak a sebességét jelöli egy olyan nem forgó koordináta-rendszerben, amelynek a középpontja a Galaxis centrumában van. Természetesen $\mathbf{V} = \mathbf{V}_1 + \mathbf{O}\bar{S}$, minthogy nincsen olyan csillag, aminek a \mathbf{V} sebessége nagyobb lenne, mint a \mathbf{V}_1 szökési sebesség, ezért az összes csillag sebességvektora \mathbf{V}_1 sugarú, O középpont körül húzott körön belüli pontra mutat.

A Nap környezetében számos csillag látóirányú és látóirányra merőleges mozgását meg lehet mérni, és ezért először a Naphoz viszonyított sebességvektorokat tudjuk meghatározni, és azután pedig a lokális nyugalmi rendszerben levőket, ha a Nap mozgására már korrigáltunk. Azt találjuk, hogy a csillagok nagy részének a lokális



5.52. ábra. A Nap környéki csillagok *Bottlinger*-diagramja, amely a csillagoknak a Galaxis síkjában mérhető térbességét ábrázolja. Leolvasható róla a pálya excentricitása és a galaktocentrikus távolság

nyugalmi rendszerben mért sebessége kicsi és az S pont körül csoportosul. Ezek a csillagok közel körpályán mozognak, vagyis mozgásukban a Galaxis rotációja dominál. Néhány csillag azonban az előbb említett körön belül a legkülönbözőbb helyeken is előfordul, még ott is, ami retrográd keringésnek felel meg. Pályájuk jelentősen eltér az egyszerű galaktikus rotációnak megfelelő körpályától.

Valóban, a statisztikai vizsgálatok azt mutatják, hogy a sebességvektorok végpontjai az O pont körül húzott, a szökési sebességnek megfelelő körön belül helyezkednek el.

Egy alapvető sajátága a *Bottlinger*-diagramnak, hogy minden pontja megfelelő egy tökéletesen meghatározott síkbeli csillagpályának. Abban az egyszerű esetben, amikor az egész Galaxis tömege a középpontban van összesűrítve (ez nem is áll messze a valóságtól), a pályák ellipszisek, a Nap környezetében áthaladó csillag V sebessége és a pálya nagytengelye között a

$$V^2 = GM \left(\frac{2}{R_0} - \frac{1}{a} \right)$$

összefüggés áll fenn, ahol G a gravitációs konstans, és M a Galaxis tömege. Ennélfogva a *Bottlinger*-diagramban a konstans nagytengelyű pályáknak megfelelő sebességek az O pont körül húzott körök mentén helyezkednek el. Másrésztől, ha ismerjük a szöveget, a sebesség és a tiszta körmozgásnak megfelelő sebesség között, akkor meg tudjuk határozni a pálya excentricitását, és be lehet rajzolni a diagramba az azonos excentricitásnak megfelelő görbéket. Valójában a pályák nem elliptikusak, hanem rozettaformájúak. Ezeknek a pályáknak az excentricitását az

$$e = \frac{R_1 - R_2}{R_1 + R_2}$$

összefüggéssel adjuk meg, ahol R_1 és R_2 a Galaxis centrumától mért legnagyobb és legkisebb távolság. Amikor az excentricitás nagy, a csillag megközelíti a Galaxis centrumát.

5.9. A Galaxis kémiai összetétele

5.9.1. A csillagok kémiai összetételének vizsgálata

Mielőtt a kémiai elemeknek a Galaxison belüli eloszlását áttekintenénk, célszerű röviden összefoglalni azokat a módszereket, amelyekkel információt nyerhetünk az egyes objektumok kémiai összetételéről.

5.9.1.1. A csillagok színképeinek kvantitatív vizsgálata

A csillagok megfigyelhető színképeinek létrejötte a csillagok atmoszférájában és ennek összefüggése a kémiai elemek gyakoriságával az asztrofizika egyik legfontosabb területe, és itt nem részletezhető teljes mélységében. Technikai okokból, nagy felbontású színképek csak a fényesebb csillagokról állnak rendelkezésünkre, jóllehet a megfigyelési technika és különösképpen a detektorok érzékenységének növekedése ez utóbbi megállapítást lényegesen befolyásolja majd.

A fényes csillagokon végzett színképelemzések azt mutatják, hogy ezekben a csillagokban — amelyek többnyire a Nap szomszédságában vannak — az egyes elemeknek a gyakorisága hasonló Napunkéhoz. Vannak azonban kivételek, amelyekben meghatározott elemek vagy izotópok gyakoribbaknak látszanak. Ennek az elméleti értelmezése még nem tisztázott, és a jelenség taglalása messze vezetne.

Amikor jó minőségű színképek előállítása nehézségekbe ütközik, akkor egyéb, halvány csillagokra is alkalmazható, többszín-fotometriai módszereket, vagy kisebb diszperziójú színképeket használunk. Ilyenkor közvetett módszerek kerülnek előtérbe.

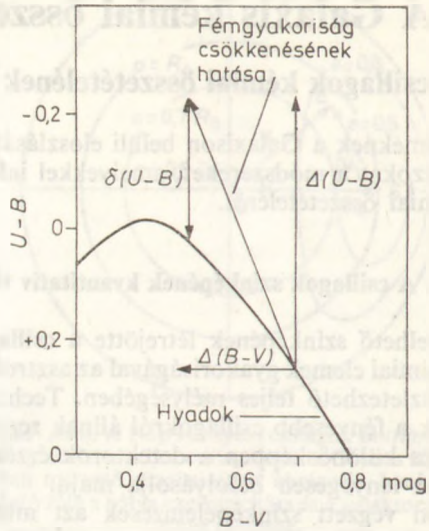
5.9.1.2. Többszín-fotometria

A csillagok fényének színszűrőkön keresztül történő vizsgálata durva közelítéssel szintén felvilágosítást ad a színkép menetéről, és segítségével a kémiai összetételre is korlátozott becslés adható. Igen sok fotometriai rendszert dolgoztak ki, ezek közül a legelterjedtebb a széles sávú UB_V-fotometria és a közepes sáv szélességű *ubvy Strömgen*-rendszer.

A csillagok színképét néhány alapvető fizikai mennyiség alakítja ki. Ezek közül a legfontosabb az effektív hőmérséklet, a felszíni gravitációs gyorsulás, a csillagok anyagában a hidrogénnek, a héliumnak és az ennél nehezebb elemeknek egymáshoz képesti aránya. Többszín-fotometriai módszerekkel egyszerre nagy mennyiségű csillag tanulmányozható, és mód nyílik az egyes galaktikai alrendszerek vizsgálatára is. Az UB_V-fotometria esetén például a fémekben szegényebb csillagok rövidhullámú színindexe ($U-B$) kékebb a Naphoz hasonló elemgyakoriságú csillagokénál, és ennek az ún. *ultraibolya excessus*nak a segítségével például a II. populációs csillagok az I. populációtól elkülöníthetők (lásd az 5.53. ábrát).

5.9.1.3. A halmazok HRD-jeinek használata

Korábban már láttuk, hogy a halmazok elénk rajzolják csillagaik fejlődési útját, ha feltételezzük, hogy egy halmazon belül a csillagok nagyjából azonos életkorúak és kémiai összetételűek. (Újabb vizsgálatok ezt az állítást több halmaz esetében meg-



5.53. ábra. A fémgyakoróság változásának hatása a csillagok színére. A fémek kisebb elemgyakorósága kékebb színindexet eredményez az azonos színképtípusú, Naphoz hasonló elemgyakoróságú csillagokénál. Az ábra ezt a hatást az UB_V-színrendszer esetében mutatja a Hyadok nyílthalmaz csillagainak U—B, B—V diagramjához képest

kérdőjelezték.) Ezért a halmaz HRD-jének az alakja a csillagok átlagos kémiai összetételének és életkorának függvénye, vagyis megfelelő fejlődési modellek alkalmazásával ezekre a csillagcsoportokra az átlagos kémiai összetétele megbecsülhető. Ezek a vizsgálatok igen bonyolultak, és a szisztematikus hibák veszélye igen nagy. Az eredmények szerint a különböző galaktikus alrendszerekhez tartozó halmazok nagyjából az elmélet által jósolt HRD-vel rendelkeznek.

A csillaghalmazok HRD-jeinek esetében láttuk, hogyha összehasonlítjuk a nyílthalmazok, ill. a gömbhalmazok HRD-jeit, akkor a két diagram szerkezete jelentősen különbözik egymástól még abban az esetben is, amikor az életkor nagyjából azonos. Ennek az eltérésnek a legvalószínűbb oka a kémiai összetételben lévő különbség. A gömbhalmazok általában fémszegények, míg a nyílthalmazok kémiai összetétele Napunkéhoz hasonló.

Sajnos, az a pont, ahol a halmaz HRD-je kezd jelentősen eltérni a fősorozattól, erősen függ a halmaz kezdeti héliumtartalmától is. Ezért a halmazok korának meghatározása ennek az elhajlási pontnak a helyzetéből igen bizonytalan, és nagyon különböző korokat kaphatunk a kezdeti héliumarány függvényében. Ezt illusztrálja az 5.37. táblázat az M3 gömbhalmaz esetében a különböző hidrogén- (X) és héliumarány (Y) függvényében.

Tekintettel arra, hogy a kémiai összetétel és a kor meghatározása egymással összefonódik, a halmazok fejlődéséről alkotott elképzelések bizonytalanok, nem utolsósorban azért, mert bizonytalan a kezdeti kémiai összetétel.

5.37. táblázat. Az M3 gömbhalmaz korának becsült értékei a hidrogén- (X) és héliumarány (Y) függvényében

X	Y	Életkor [év]
0,999	0,001	$2,6 \cdot 10^{10}$
0,90	0,10	$2,1 \cdot 10^{10}$
0,75	0,25	$1,7 \cdot 10^{10}$

5.9.2. A csillagközi anyag kémiai összetétele

Az intersztelláris anyag kémiai összetételének vizsgálatára az egyedüli használható lehetőséget a sűrű, ionizált gázködök nyújtják (planetáris ködök, diffúz ködök sűrűbb csomósodásai), amelyeknél meg tudjuk határozni az elektron-hőmérsékletet és -sűrűséget, és amelyeknek a színképe gazdag a hidrogén, oxigén, hélium, neon, kén, nitrogén stb. vonalaiban. Ezeknek az elemeknek a gyakorisága meghatározható a színképből, amely azonban meglehetősen nehéz feladat.

Bizonyos elemgyakoriságok (Ca, Na) levezethetők az intersztelláris abszorpciós vonalakból, de az eredményeket meglehetősen óvatossággal kell kezelni. Ugyanezt mondhatjuk el a csillagközi molekulákról, amelyek a kémiai összetétel szempontjából nem mérvadóak, minthogy előfordulásuk erősen függ a molekulák kialakulásának körülményeitől, és ezért megfigyelhető gyakoriságuk nem szolgálhat alapul az intersztelláris anyag általános kémiai összetételének vizsgálatához.

5.9.3. A kozmikus elemgyakoriság és az I. populációs objektumok kémiai összetétele

A Föld, a Nap, a meteorok, az intersztelláris anyag és a Nap környezetében található csillagok zömének kémiai összetétele hasonló, ha a hidrogénnél és héliumnál nehezebb elemeket vizsgáljuk. (A hidrogén és a hélium elillant a Föld és a meteoritok anyagából.) A. UNSÖLD (1972) a színképelemzéssel nyert elemgyakoriságok láttekintő elemzése során arra a következtetésre jutott, hogy meglepő hasonlóság van a legkülönbözőbb korú és kémiai összetételű csillagok hidrogénnél és héliumnál nehezebb elemeinek egymás közötti arányában, és különböző populációs objektumokat a kémiai összetétel szempontjából alapvetően a hidrogénnek és a héliumnak a többi elemhez képesti gyakorisága határozza meg. UNSÖLD eredményeit az 5.38. táblázat foglalja össze.

A kozmikus elemgyakoriságok tömegszázalékban $X=0,59$, $Y=0,39$, $Z=0,02$, ahol X a hidrogén, Y a hélium, Z a nehezebb elemek tömegszázaléka. A nehezebb elemek közül az oxigén és a neon adja a legnagyobb járulékot.

5.9.4. A II. populációs objektumok kémiai összetétele

A Nap környezetében találunk olyan csillagokat is, amelyekben a nehéz elemek gyakorisága lényegesen alacsonyabb központi égitestünkénél. Ezek a fémekben szegény csillagok — az ún. *szubtörpék* — mozgásukat tekintve is erősen eltérnek

5.38. táblázat. A hidrogén-, hélium- és nehézelemek aránya a különböző kozmikus objektumokban

Színképtípus Csillag (HD)	Planetáris ködök		H II- zónák	Fősorozati forró csillagok				Szuperóriások		Közepes fősorozat		Meteo- ritok	Galak- tikus koz- mikus sugárzás	
	NGC 7027, 2022	NGC 7662		IC 418	Orion- kód	O 9V 10 Lac	B 0V τ Sco	B 3V ι Her	A 0V α 1,γr	B 1Ib ζ Per	A 2Ia α Cyg			G 2V Nap
T_{eff} $\log g$		10^5 5	35 3,4		37 450 4,45	32 000 4,1	20 200 3,75	9 500 4,5	27 000 3,6	9170 1,13	5770 4,44	Foto- szféra	Köröna	
1 H	12,0	12,0		12,0	12,0	12,0	12,0	12,0	12,0	12,0	12,0	12,0		10,9
2 He	11,2	11,2		11,0	11,0	10,8	10,8		11,3	11,6	8,55	6,30		9,6
6 C				8,7	8,1	8,1	8,1		8,3	8,2	8,55	7,6	8,55	8,2
7 N	8,1	7,7		7,6	8,3	7,7	7,7		8,3	9,4	8,00	7,33	7,63	7,3
8 O	8,9	8,4		8,7	8,7	8,4	8,4	8,8	9,0	9,4	8,83	7,55	8,60	8,2
9 F	4,9													4,92
10 Ne	7,9	7,8		7,8	8,6	8,6	8,6	9,3	8,6			7,40		7,5
11 Na	6,6							7,3	7,8			6,30		6,2
12 Mg					8,2	7,5	7,3	7,7	7,8	7,8	7,6	7,6	7,33	7,6
13 Al					7,1	6,2	6,1	5,7	6,8	6,6	6,3	5,95	5,95	6,4
14 Si					7,7	7,6	7,1	8,2	8,0	7,9	7,55	7,55	7,55	7,5
15 P											5,4	5,4	5,65	5,5
16 S	7,9			7,5	7,2	7,1	7,1		7,5		7,25	7,25	6,95	6,7
17 Cl	6,9			5,8			6,7				5,6	5,6	4,79	5,9
18 Ar	7,0										5,05	5,05		5,13
19 K	5,7						6,4	6,3		6,5	6,36	6,36		6,42
20 Ca	6,4							3,4		3,2	3,05	3,05	6,6	3,09
21 Sc								4,8		5,1	4,6	4,6		4,91
22 Ti								4,0		3,9	4,0	4,0		4,02
23 V								5,6		5,7	5,6	5,6		5,63
24 Cr								5,3		5,6	5,0	5,0		5,50
25 Mn										5,6	5,0	5,0		5,50

a Naphoz hasonló csillagokétól. Ezek nem tartoznak az I. populációhoz. A gömbhalmazok és az *RR Lyrae* változók, amelyek tipikusan II. populációs objektumok, szintén szegények fémekben. Ezekről a csillagokról nehéz megállapítani, hogy mennyi héliumot tartalmaznak, mert felületi hőmérsékletük alacsony a héliumvonalak gerjesztéséhez. Néhány II. populációs objektum esetében azonban ez mégis lehetséges, és ezek közül az egyik legérdekesebb az M15 gömbhalmazban talált planetáris köd, amely valószínűleg hozzá tartozik a halmazhoz. Jóllehet, ez a köd is igen szegény nehezebb elemekben (oxigén, neon), mégis azt találta C. R. O'DELL, M. PEIMBERT és T. D. KINMAN (1967), hogy a köd héliumtartalma jó egyezést mutat az ún. kozmikus elemgyakorisággal:

Elemek	$\log n+12$
H	12,00
He	$11,26 \pm 0,07$
O	$7,19 \pm 0,15$
Ne	$7,00 \pm 0,3$

Ez megfelel $X=0,58 \pm 0,03$, $Y=0,42 \pm 0,03$ és $Z \approx 0$ értéknek.

Ennek az eredménynek az a jelentősége, hogyha a planetáris köd elemgyakorisága megegyezik a halmazéval, akkor nagyon valószínű, hogy ez a hélium már létezett a halmaz kialakulásakor, és valószínűleg a Galaxis kialakulásakor is, tekintettel arra, hogy ezek a halmazok lényegében egyidősek Galaxisunkkal. Ha a hélium ilyen nagy mennyiségben jelen volt már a Galaxis kialakulásakor, akkor csillagrendszerünk is fiatalabb, mintha azt tételeznénk föl, hogy tiszta hidrogénből alakult ki. A tiszta hidrogénből történő kialakulás esetén a planetáris ködben megfigyelt hélium felépüléséhez az kell, hogy Galaxisunk $2 \cdot 10^{10}$ évnél idősebb legyen. Annak a feltételezése azonban, hogy a távcsöveinkkel belátható univerzum egy forró ősállapotból robbanással keletkezett, azt is jelenti, hogy az elemek felépülése már a kezdeti állapotban megkezdődött, és a galaxisok kialakulásakor az anyag már jelentős héliumtartalommal is rendelkezett. Eszerint az elmélet szerint azonban a nehéz elemek később, a Galaxis élete során épültek fel. A „nagy robbanás” felső korlátot ad a Galaxis korára, és ez a korlát valószínűleg kisebb, mint $2 \cdot 10^{10}$ év. Továbbá az öreg objektumok héliumtartalmára is magyarázatot ad.

5.9.4.1. A gömbhalmazok fémtartalma

A legjobban tanulmányozott gömbhalmazok (M2, M3, M5, M13, M15, ω Cen, 47 Tuc) HRD-jei minden különbözőségük ellenére hasonlítanak egymáshoz. A halmazok színepe azt mutatja, hogy a fémvonalak gyengék, erős ultraibolya excesszus figyelhető meg, és a HRD alakja alacsony kezdeti nehézelem-tartalomra utal. A nehézelem-tartalomnak a becslése 1/20 és 1/200 között változik, ha a Nap nehézelem-tartalmát 1-nek vesszük. A fémekben gazdagabb gömbhalmazok általában közelebb vannak a Galaxis síkjához, ill. középpontjához.

5.9.4.2. A szubtörpék és az RR Lyraek fémtartalma

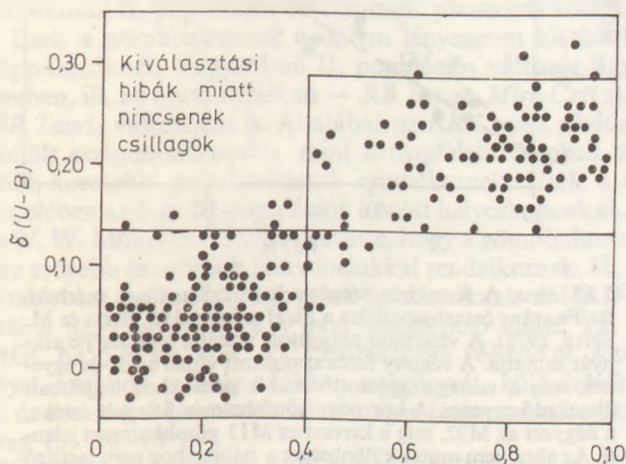
A halonak azok a csillagai, amelyek a Nap közelében találhatóak (amelyeknek a halóhoz való tartozását mozgásukból állapították meg), szintén szegények fémekben, amint azt a színképi adatok és a fotometriai mérésekből adódó ultraibolya excesszus

mutatja. Néhány konkrét esetben a nehéz elemeknek a gyakorisága a Napénak egytizede, egyszázada, amely hasonló a gömbhalmazokéhoz. Sőt találtak olyan szub-törpéket is, amelyek olyan alacsony fémgyakorisággal rendelkeznek, amely még gömbhalmazokban sem fordul elő (G. CAYREL DE STROBEL, 1982.).

O. J. EGGEN, D. LYNDEN-BELL és A. SANDAGE (1962) megmutatták, hogy a Galaxis síkjára merőleges sebességkomponens nagyobb a nagy ultraibolya excesszusú csillagoknál, vagyis minél magasabbra jut egy csillag a Galaxis síkja fölé, tehát minél kevésbé lapult az az alrendszer, amelyhez tartozik, annál szegényebb fémekben. Kevesebb adatunk van az *RR Lyrae* csillagokról, de az adatok nagyon hasonlóak.

5.9.4.3. A nagy sebességű csillagok fémtartalma

Ha a nagy sebességű csillagoknak a színképi sajátosságait összehasonlítjuk a Naphoz hasonlókéval, akkor azt tapasztaljuk, hogy bennük a fémek vonalai lényegesen gyengébbek, és ez egy ultraibolya excesszust eredményez. A 5.54. ábra az ultraibolya



5.54. ábra. A pályaeccentricitás és az ultraibolya excesszus közötti összefüggés. Az ábra azt mutatja, hogy a nagy pályaeccentricitású csillagok ultraibolya sugárzása erősebb, mint az ugyanolyan típusú, kis excentricitású pályán keringő csillagoké. Az erősebb ultraibolya sugárzás alacsonyabb fémtartalomra utal.

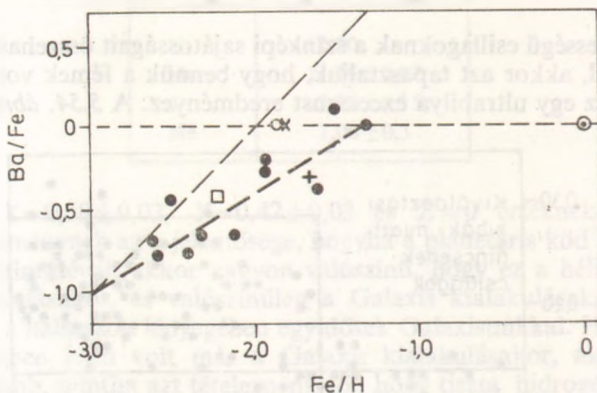
(O. J. EGGEN, D. LYNDEN-BELL és A. SANDAGE, 1962)

excesszus és a megfelelő pályaeccentricitás összefüggését mutatja. Ténylegesen a csillagok java része, amelyeknek a Naphoz viszonyított sebessége nagy a Galaxis síkjában, a Galaxis síkjára merőleges irányban is nagy sebességgel rendelkezik (ezt az 5.15. fejezetben vizsgáljuk részletesen). Ezekből a kinematikai vizsgálatokból azt a következtetést vonhatjuk le, hogy a fémekben szegény csillagok megegyeznek a galaktikus halo csillagaival, és a halo forgási sebessége alacsony, amit már a gömbhalmazok mozgásának vizsgálatából is megkaptunk. Érdeemes megjegyezni, hogy az NGC 6644 planetáris köd erősen elnyúlt pályán kering, és erősen megközelíti a Galaxis centrumát. Az M15 gömbhalmazban lévő, korábban már említett planetáris

ködhöz hasonlóan ez a köd is jelentős héliumtartalommal rendelkezik ($X=0,64 \pm 0,03$, $Y=0,36 \pm 0,03$, ahol X a hidrogén, Y a hélium gyakorisága tömegszázalékban), amely megerősíti azt a hipotézist, hogy a Galaxisban a hélium gyakorisága független a populációs hovartartozástól.

5.9.4.4. A gömbhalmazok és mezőcsillagok fémtartalmának összehasonlítása

A halo mezőcsillagainak és a gömbhalmazok csillagainak színképi összehasonlítása azt mutatja, hogy a különböző elemek eltérő gyakorisággal fordulnak elő bennük. Az 5.55. ábrán a fémekben szegény halo csillagok Ba/Fe arányát látjuk az



5.55. ábra. A fémekben szegény halo csillagaiban mérhető Ba/Fe arány összehasonlítása a Fe/H aránnyal (F. SPITE és M. SPITE, 1978). A vízszintes szaggatott vonal a Nap Ba/Fe arányát mutatja. A vékony ferde szaggatott vonal a 45°-os egyenes, míg a vastag szaggatott vonal a pontokhoz legjobban illeszkedő egyenes. A kör négy gömbhalmaz átlagolt értéke, a négyzet az M92, míg a kereszt az M13 gömbhalmazt jelenti. Az ábra nem mutat különbséget a halmazhoz nem tartozó és a halmazcsillagok között

Fe/H függvényében. Ezekben a gyakoriságokban halo és halmaz csillagai között nem mutatható ki szignifikáns eltérés. Hasonlóképpen nem lehet kimutatni szignifikáns különbséget a kalcium gyakoriságában sem. A nitrogén gyakorisága azonban pl. az M92-es gömbhalmaznak lényegesen magasabb, mint a hasonló Fe/H aránnyal rendelkező halo mezőcsillagoké. Ez a megfigyelési tény arra utal, hogy a halóban a mezőcsillagok kémiai bedúsulása különbözik a gömbhalmazok csillagainak kémiai történetétől.

5.10. A Galaxis központi vidéke

A Galaxis központi vidéke, amely a centrumhoz 5000 pc-nél közelebb van, nehezen figyelhető meg az optikai tartományban, mert az interstelláris por abszorpciója ezt megakadályozza. Infravörös hullámhossztartományban és rádiócsillagászati mérésekkel azonban behatolhatunk a centrum közvetlen közeléig. Az így kapott ered-

ményeket össze lehet hasonlítani az extragalaxisok, elsősorban az *Andromeda-köd* központi vidékéről kapott eredményekkel, ahol is a galaxisra való rálátás miatt a por fényelnyelő hatása jelentősen kisebb, mint a korong mentén.

5.10.1. A centrális térség csillagtartalma

A csillagok eloszlása erős koncentrálódást mutat a központi régióban. A csillagok többsége közelítően egy lapult ellipszoidot alkot, amelynek a fél nagytengelye 1000 és 1500 pc között van, míg a kistengelye 1000 pc. A centrális kondenzáció teljes tömege kb. egytizede a Galaxis tömegének, azaz kb. $2 \cdot 10^{10} M_{\odot}$. A galaktikus centrumtól déli irányban a centrális kondenzációnak egy részét egy igen sűrű csillagfelhő, a nagy *Sagittarius* felhő formájában látjuk. Egy másik felhő, többé-kevésbé az előbbivel a Galaxis síkjára nézve szimmetrikusan helyezkedik el, és az infravörös tartományban figyelték meg. A két felhőt egy nagy abszorpciójú sáv választja el egymástól, amely eltakarja előlünk a Galaxis centrumát.

BAADE (1958) részletesen tanulmányozta a nagy *Sagittarius* felhő csillagait, és úgy tűnt, hogy ezt tipikusan II. populációs objektumok, planetáris ködök, gömbhalmazok stb. alkotják. Ezek a gömbhalmazok azonban lényegesen kisebbek és sűrűbbek a haloban megfigyelhetőknél. Nagyszámú II. populációs változót figyeltek meg ezekben a halmazokban, ill. az egész felhőben — *RR Lyrae*, *Mira Ceti* stb. — és átmeneti populációs (*RR Tauri*) változókat is. Általában az *RR Lyrae*ek rövidebb periódusúak, és a fénygörbéjük aszimmetrikusabb, mint a megfelelő halobeli társaiké. A többi változók is több-kevesebb pekuliaritással rendelkeznek. Ezek a csillagok kémiai összetétel tekintetében az I. és II. populációk között helyezkednek el. Először BAADE, és őt követően W. W. MORGAN (1959) észrevette, hogy a gömbhalmazok a centrumhoz közeledve egyre erősebb és erősebb fémvonalakkal rendelkeznek. H. ARP (1965) megpróbálta meghatározni ezeknek a központi halmazoknak a HRD-jét, amely meglehetősen nehéz a nagy távolság és a nagy abszorpció miatt. Ezt a vizsgálatot az NGC 6838, NGC 6356 és az NGC 6522 halmazokra végezte el. Azt találta, hogy az óriáság, amelyet ezekben a halmazokban megfigyelt, különbözik a haloban levő halmazokétól, és ezeknek a halmazoknak a magas fémtartalmára utal, jóllehet mindegyik igen öreg ($5 \dots 10 \cdot 10^9$ év).

ARP az NGC 6522 környezetében lévő csillagokat is tanulmányozta, és ezek zöme szintén a központi kondenzációhoz tartozott. Azt találta, hogy ezek nagy része fémekben gazdag, óriás és *RR Lyrae* változó, valószínűleg olyan idősök, mint a halmazok. Ezek a *G* és *K* típusú óriások adják a centrális kondenzáció luminozitásának a zömét.

Azt mondhatjuk, hogy a megfigyelések tanúsága szerint a centrális régió csillagai csaknem olyan gazdagok fémekben, mint az I. populáció, jóllehet olyan öregek, mint a halo populáció, és az utóbbihoz térbeli eloszlásuk morfológiailag is meglehetősen hasonló.

5.10.2. Diffúz anyag a centrális kondenzációban

Amíg a központi tartomány igen gazdag csillagokban, addig viszonylag szegény interstelláris anyagban. Az utóbbinak az eloszlását főként rádiócsillagászati és kisebb mértékben infravörös mérésekkel vizsgálták, minthogy ezekben a hullámhossztartományokban az interstelláris abszorpció nem jelentős. Messze vezetne az alkalmazott módszerek részletes tárgyalása. A megfigyeléseknek az értelmezése nem egyszerű feladat a sugárzást kibocsátó tartományokban az anyag eloszlásának és mozgásának bonyolultsága miatt.

Magában a középpontban egy semleges hidrogénből álló 750 pc sugarú, gyorsan forgó korong van. A forgási sebesség 20 km/s 350 pc-re a középponttól és 240 km/s a korong szélénél. Expanzió nem figyelhető meg ebben a tartományban, amely $10^6 \dots 10^7 M_{\odot}$ semleges hidrogént tartalmaz. A korongnak a vastagsága a centrumban mért 70 pc-ről 250 pc-re változik 600 pc távolságban. Ezután a semleges hidrogénréteg vastagsága marad 260 pc, és ez az egész Galaxisban érvényes.

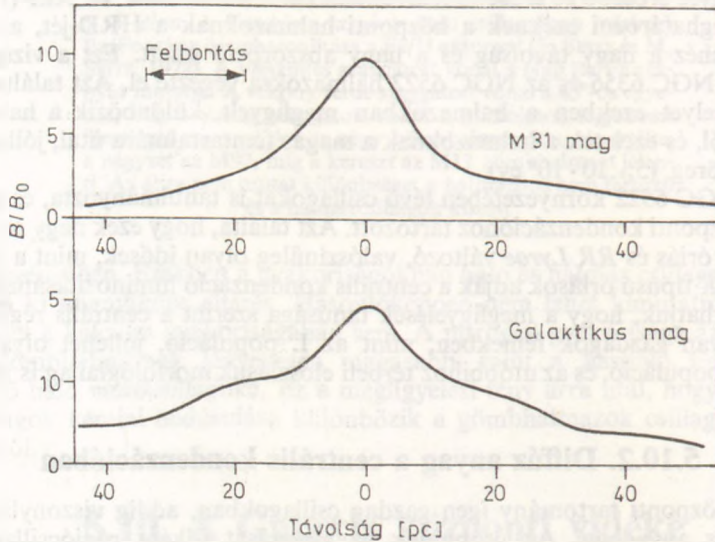
A központi korongon kívül az expanziós mozgás dominál, amelynek a sebessége 1000 pc-nél 150 km/s. Az átlagos sűrűség mindössze $0,16 \dots 0,19$ atom/cm³, és a semleges hidrogén teljes tömege az ún. 3000 pc-es karig kb. $2 \cdot 10^7 M_{\odot}$.

A centrumtól 3000 pc-re található egy kar, amely semleges hidrogénből áll, és 200 km/s-cel forog, és 50 km/s sebességgel tágul. Megfigyelhető részének a tömege mintegy $1,4 \cdot 10^7 M_{\odot}$, míg a teljes tömege $2 \cdot 10^7 M_{\odot}$ lehet. Nem valószínű, hogy a galaktikus centrum másik oldalán is van egy ilyen kar. (Ilyen aszimmetria gyakori más galaxisok semleges hidrogénjének az eloszlásában is.) Ennek a vidéknek a bonyolultsága miatt elég nehéz a kar vastagságát megbecsülni, és a sűrűség becslése is igen körülményes.

Az ionizált hidrogén az expandáló karon kívül erősen koncentrálódik 4000 és 5000 pc között. Elképzelhető, hogy ez az expanzió során keletkező lökéshullám eredménye. A semleges hidrogénhez hasonlóan az ionizált hidrogén sem nagyon gyakori a belső vidéken, jóllehet jelenlétét a megfigyelések kimutatták.

A porrészecskék eloszlása a központi részen az infravörös mérésekkel tanulmányozható. Az 1983-ban felbocsátott IRAS mesterséges hold részletes méréseket végzett infravörös tartományban a centrális vidékről is. Megjegyzendő, hogy a közeli infravörös sugárzás eloszlása az *Andromeda-köd*éhez hasonló (lásd az 5.56. ábrát), és ez nem a porrészecskéktől, hanem a késői típusú óriásoktól származik.

Indirekt bizonyíték a por jelenlétére a nagyszámú interstelláris molekula meg-



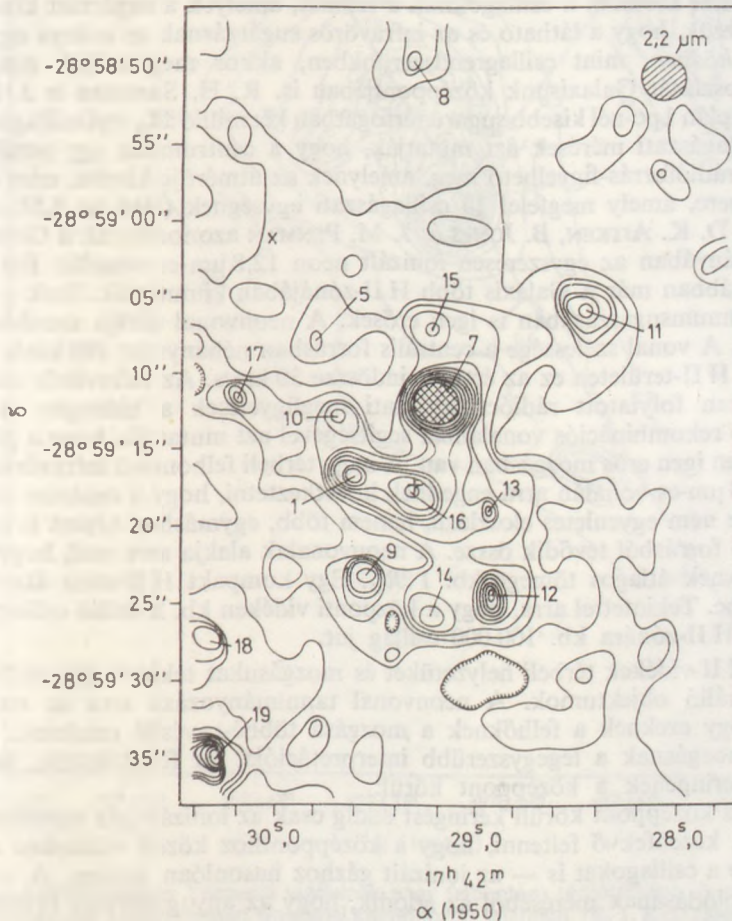
5.56 ábra. Galaxisunk központi része közeli infravörös (2,2 μm) sugárzásának összehasonlítása az *Andromeda-köd* (M31) központi vidékéről mért 2,2 μm -es sugárzással. Mindkét sugárzást zömmel késői típusú vörös óriások bocsátják ki, és a két görbe hasonlósága arra mutat, hogy a két csillagrendszer központi vidékén a csillagok hasonló térbeli eloszlásúak. (E. E.

BECKLIN és G. NEUGEBAUER, 1975)

figyelése a centrális vidéken, amelyek közül az első az OH-molekula volt, de azután ammónia, formaldehid stb. jelenlétét is észlelték. Az OH-molekula a centrumtól több fok távolságban is észlelhető, néhány helyen radiális sebessége a hidrogénvonal radiális sebességével egyezik meg. A központi vidék úgy látszik, kedvez a molekulák kialakulásának, és a por, amely feltehetően a molekulák kialakulását katalizálja, valószínűleg jelentős sűrűségű ezen a vidéken.

5.10.3. A galaktikus mag

Sokáig magát a galaktikus magot hiába próbálták megfigyelni. Csupán 1959-ben fedezték föl egymástól függetlenül F. D. DRAKE, J. N. PARIJSZKIJ és J. LEQUEUX a deciméteres hullámhosszakon. Későbbi E. E. BECKLIN és G. NEUGEBAUER az infravörös hullámhossztartományban is megfigyelték, 2,2 μm -es hullámhosszon (lásd az 5.57. ábrát). A 2,2 μm -es felvételen néhány bizonytalan körvonalú foltot



5.57. ábra. A Galaxis központi vidékének intenzitás térképe a 2,2 μm hullámhosszon mérve. A számozott forrásokat a mérés pontszerűnek érzékelte. Ezek vörös óriás csillagok, és valószínűleg előtér objektumok. Csillagrendszerünk tényleges középpontját kereszt jelöli. (E. E. BECKLIN és G. NEUGEBAUER, 1975)

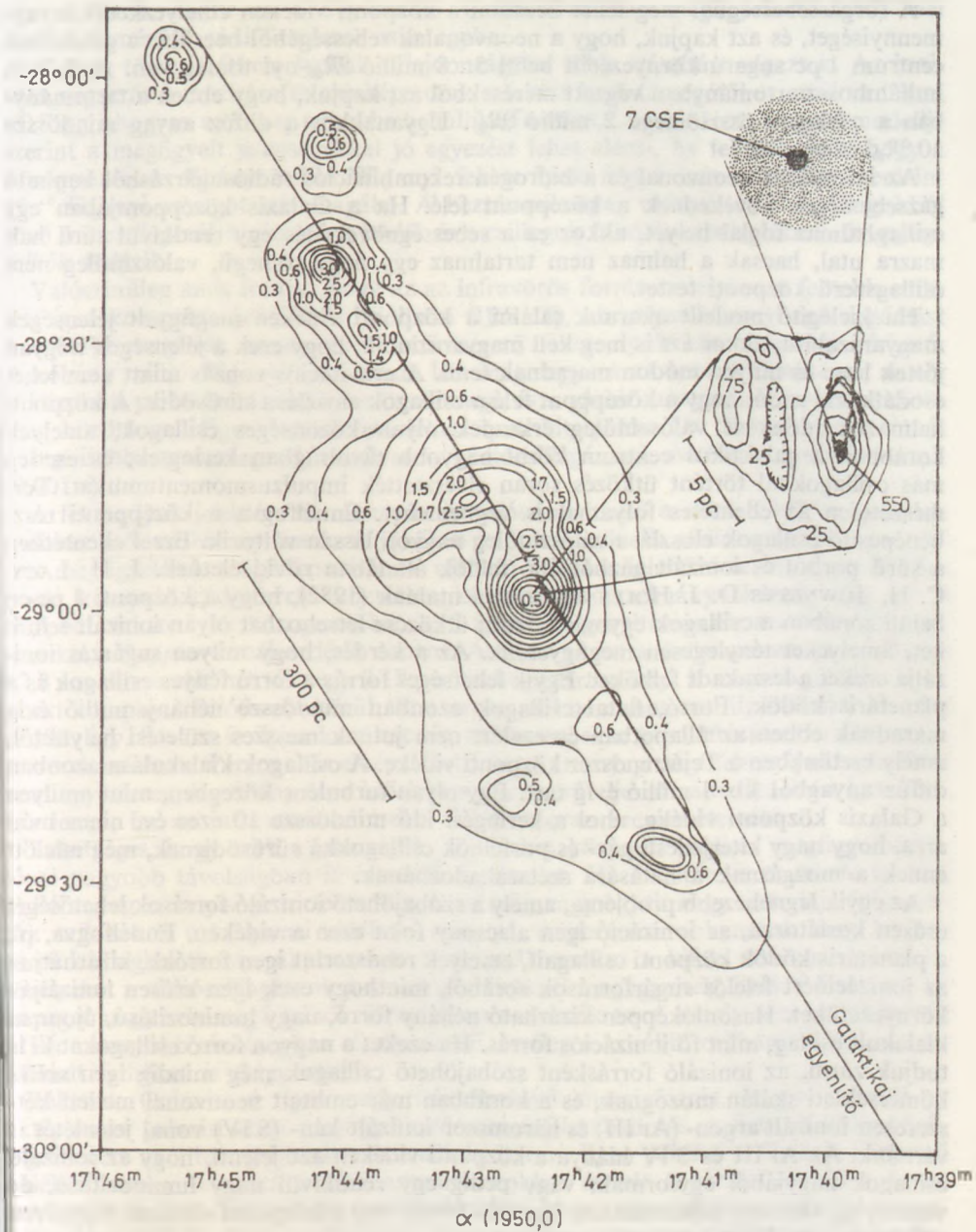
látunk, amely feltehetőleg csillagközi porfelhők jelenlétére utal, valahol a centrum és a Nap közötti tartományban. A fényes, pontszerű objektumok a képen valószínűleg vörös óriás csillagok és kétség kívül előtér objektumok. A $2,2\ \mu\text{m}$ -es sugárzás a rádiósugárzáshoz hasonlóan a Galaxis síkja mentén koncentráldódik. A $2,2\ \mu\text{m}$ -es sugárzás maximális fényessége egybeesik a *Sagittarius A* rádióforrásban megfigyelhető, kis kiterjedésű fényes rádióforrással. A hosszabb infravörös hullámhosszakon készült térképek legfényesebb pontja szintén egybeesik ezzel az iránnyal. Ennélfogva a csillagok, a forró gáz és a hidegebb por sűrűsödése ebben az irányban a legnagyobb. Nincs kétség afelől, hogy ebben az irányban van a Galaxis tényleges középpontja. A $2,2\ \mu\text{m}$ -es sugárzásból meg lehet becsülni a csillagok össztömegét a Tejútrendszer középpontjában. BECKLIN és NEUGEBAUER úgy találták, hogy az *Andromeda-köd* középpontjában ennek a sugárzásnak az erőssége és eloszlása hasonló a Galaxis centrumában megfigyelhetőhöz. Tekintettel arra, hogy az *Andromeda-köd* középpontja optikai eszközökkel is megfigyelhető, viszonylag jó közelítéssel meg tudjuk becsülni azoknak a csillagoknak a számát, amelyek a sugárzást kibocsátják. Ha feltételezzük, hogy a látható és az infravörös sugárzásnak az aránya ugyanaz az *Andromeda-ködben*, mint csillagrendszerünkben, akkor meg tudjuk határozni a csillagok eloszlását Galaxisunk középpontjában is. R. H. SANDERS és J. H. OORT becslései alapján 1 pc-nél kisebb sugarú térfogatban két millió M_{\odot} -nyi csillag található.

Rádiócsillagászati mérések azt mutatják, hogy a centrumban egy rendkívül kis kiterjedésű rádióforrás figyelhető meg, amelynek az átmérője kisebb, mint egyezred szögmásodperc, amely megfelel 10 csillagászati egységnek (lásd az 5.58. ábrát).

1973-ban D. K. AITKEN, B. JONES és J. M. PENMAN azonosították a Galaxis centrumának irányában az egyszerűen ionizált neon $12,8\ \mu\text{m}$ -es vonalát. Ezt a neonvonalat korábban már a Galaxis több H II-zónájában kimutatták. Ezek a zónák a rádió kontinuum-sugárzásában is igen erősek. A neonvonal alakja azonban eltér a szokásostól. A vonal szélessége a centrális forrásban néhányszor $100\ \text{km/s}$, míg egy közönséges H II-területen ez az érték mindössze $30\ \text{km/s}$. Az infravörös mérésekkel párhuzamosan folytatott rádiócsillagászati megfigyelések a hidrogén rádiótartományba eső rekombinációs vonalainak segítségével azt mutatták, hogy a gáz a központi vidéken igen erős mozgásban van. A nagy térbeli felbontású infravörös mérések a neon $12,8\ \mu\text{m}$ -es vonalán arra engednek következtetni, hogy a centrum környékén kavargó gáz nem egyenletes eloszlású, hanem több, egymáshoz képest is erős mozgásban lévő forrásból tevődik össze. A neonvonalak alakja arra utal, hogy ezeknek a kis felhőknek átlagos tömege kb. $1 M_{\odot}$. Egy kompakt H II-zóna átmérője kb. egynegyed pc. Tekintettel arra, hogy a központi vidéken kb. 2 millió csillag van, így mindegyik H II-zónára kb. $100\ 000$ csillag jut.

Ezek a H II-vidékek térbeli helyzetüket és mozgásukat tekintve jól elkülönülnek, tehát különálló objektumok. A neonvonal tanulmányozása arra az eredményre vezetett, hogy ezeknek a felhőknek a mozgása többé-kevésbé rendezett. Ennek a rendezett mozgásnak a legegyszerűbb interpretációja, ha feltételezzük, hogy ezek a felhők keringenek a középpont körül.

Jóllehet, a középpont körüli keringést eddig csak az ionizált gáz esetében sikerült bizonyítani, kézenfekvő feltenni, hogy a középponthez közeli vidékeken az anyag — beleértve a csillagokat is — az ionizált gázhoz hasonlóan mozog. A neonvonal *Doppler*-eltolódásának méréseiből az adódik, hogy az anyag durván $10\ 000$ év alatt tesz meg egy fordulatot a középpont körül. A forgástengelynek az iránya eléggé kütönös: csaknem merőleges a Galaxis korongjának forgástengelyére. Ez azt sugallja, hogy a központi vidék különálló rendszer, különbözik a környezetétől. Egyelőre még nem teljesen tisztázott, hogy ez a központi vidék mekkora kiterjedésű.



58. ábra. A Tejútrendszer központi vidékének nagy felbontású rádiótérképe. A mérések szerint középpontban egy 10 csillagászati egységnél kisebb forrás található. (K. I. KELLERMANN és munkatársai, 1977)

A forgássebességéből meg lehet becsülni a központi vidéken elhelyezkedő anyagmennyiséget, és azt kapjuk, hogy a neonvonalak sebességéből becsülve a galaktikus centrum 1 pc sugarú környezetén belül 5...8 millió M_{\odot} -nyi tömeg van. A 2,2 μm hullámhossztartományban végzett mérésekből azt kapjuk, hogy ebben a tartományban a csillagok össztömege 2 millió M_{\odot} . Ugyanakkor a diffúz anyag mindössze 10 M_{\odot} -et tesz ki.

Az infravörös neonvonal és a hidrogén rekombinációs rádiósugárzásból kapható gázsebességek növekednek a középpont felé. Ha a Galaxis középpontjában egy csillaghalmaz foglal helyet, akkor ez a sebességnövekedés egy rendkívül sűrű halmazra utal, hacsak a halmaz nem tartalmaz egy nagy tömegű, valószínűleg nem csillagszerű központi testet.

Ha kielégítő modellt akarunk találni a központi vidéken megfigyelt jelenségek magyarázatára, akkor azt is meg kell magyaráznunk, hogy ezek a jelenségek hogyan jöttek létre és milyen módon maradnak fenn. A gravitációs vonzás miatt nem lehet csodálkozni azon, hogy a középpont felé a csillagok eloszlása sűrűsödik. A központi halmazba időnként valószínűleg érkeznek olyan közönséges csillagok, amelyek korábban a galaktikus centrum körül nagyobb távolságban keringtek, és esetleg más csillagokkal történt ütközés során elvesztették impulzusmomentumukat. Természetesen az ellentétes folyamat is végbemehet. Ennélfogva a középponti részt benépesítő csillagok eloszlása valószínűleg nagyon lassan változik. Ezzel ellentétben a sűrű porból és ionizált gázból álló felhők általában rövid életűek. J. H. LACY, C. H. TOWNES és D. J. HOLLENBACH arra utalnak (1982), hogy a központi 1 pc-en belüli zónában a csillagok egymás közötti ütközése létrehozhat olyan ionizált felhőket, amelyeket ténylegesen megfigyelünk. Az a kérdés, hogy milyen sugárzás ionizálja ezeket a leszakadt felhőket. Egyik lehetséges forrás a forró fényes csillagok és a planetáris ködök. Forró, fiatal csillagok azonban mindössze néhány millió évig maradnak ebben az állapotban és ezalatt nem jutnak messzes születési helyüktől, amely esetünkben a Tejútrendszer központi vidéke. A csillagok kialakulása azonban diffúz anyagból kb. 1 millió évig tart. Egy olyan turbulens közegben, mint amilyen a Galaxis központi vidéke, ahol a keringési idő mindössze 10 ezer év, nincs mód arra, hogy nagy kiterjedésű gáz- és porfelhők csillagokká sűrűsödjének, még mielőtt ennek a mozgásnak a hatására szétszakadoznának.

Az egyik legnehezebb probléma, amely a szóbjajhető ionizáló források lehetőségét erősen korlátozza, az ionizáció igen alacsony foka ezen a vidéken. Ennélfogva, pl. a planetáris ködök központi csillagait, amelyek rendszerint igen forróak, kizárhatjuk az ionizációért felelős sugárforrások sorából, minthogy ezek igen erősen ionizálják környezetüket. Hasonlóképpen kizárható néhány forró, nagy luminozitású, újonnan kialakult csillag, mint fő ionizációs forrás. Ha ezeket a nagyon forró csillagokat ki is tudjuk zárni, az ionizáló forrásként szóbjajhető csillagok még mindig igen széles hőmérsékleti skálán mozognak, és a korábban már említett neonvonal mellett kétszeresen ionizált argon- (Ar III) és háromszor ionizált kén- (S IV) vonal jelenlétét is várnánk. Az Ar III és S IV hiánya a központi vidéken azt jelenti, hogy az ionizáló csillagok nagyjából egyformák, vagy pedig egy rendkívül nagy luminozitású, de viszonylag alacsony hőmérsékletű ionizáló forrás van a központi vidéken. Egy ilyen objektum nem lehet közönséges csillag.

Ezek a megfontolások arra az elképzelésre vezettek, hogy a Galaxis középpontjában egy nagy tömegű *fekete lyuk* foglal helyet. Az anyag összegyűlik a fekete lyuk körül forgó korong formájában, amely normális viszonyok között erősen ultraibolya sugárzó. Az ionizációs viszonyoknak az egyenletessége a központi pc-en belül megmagyarázható egy ilyen objektum jelenlétével. Amennyiben valóban fekete lyukkal

van dolgunk, akkor ez a *Sagittarius A* rádióforrásban megfigyelhető 0,001"-nél kisebb átmérőjű rádióforrással esik egybe.

A nagy tömegű fekete lyukak tulajdonságaira több számítást végeztek. Az ionizáló sugárzás intenzitása és színe csak a fekete lyuk tömegétől és attól az ütemtől függ, ahogyan az anyag a lyukba behullik. TOWNES, LACY és HOLLENBACH modellje szerint a megfigyelt jelenségekkel jó egyezést lehet elérni, ha feltételezzük, hogy a középpontban néhány millió M_{\odot} -nyi fekete lyuk foglal helyet, amely évenként $10^{-5} M_{\odot}$ -nyi anyagot szív magába. A bezuhanó anyag utánpótlását a csillagokból jövő ún. *csillagszél*, a *planetáris ködök* és a csillagok ütközése során leszakadt *anyagfelhők* fedezik.

Valószínűleg az is fontos, hogy az az infravörös forrás, amelyben a fentebb említett igen kompakt rádióforrás található (IRS 16), kb. olyan mennyiségű sugárzást bocsát ki magából, amely az előbbi méretű fekete lyuk környezetéből várható. A néhány millió M_{\odot} -nyi fekete lyuk léte megmagyarázza azt a különbséget, amely a központi pc-en belüli csillagok ösztömege és a gázok mozgásából levezethető tömeg között van. Egy ilyen méretű fekete lyuk kiterjedése kb. 50-szer kisebb annál a legkisebb tartománynál, amelyet a rádiócsillagászati mérések tanulmányoztak (0,001 s).

A fekete lyuk jelenléte bármennyire is valószínűsíthető a mérésekből, mégis csak indirekt módon bizonyítható. A jövőben az infravörös- és rádiótartományban végzett megfigyelések szögfelbontásának várható javulása lehetővé teheti, hogy a központi kompakt rádióforrás közvetlen környezetét tanulmányozhassuk. Így pl. a központi fekete lyuk környezetében levő igen erős gravitációs tér a színekvonalak ezer km/s *Doppler*-kiszélesedését okozná. Amikor az infravöröstartományban a neon $12,8 \mu\text{m}$ -es vonalát mérték, egy 0,12 pc átmérőjű tartományt is megvizsgáltak a központi kompakt rádióforrás körül, de a neonvonal nem mutatott ily mértékű kiszélesedést. Így, ha van is ilyen kiszélesedés, akkor ennek a kimutatásához érzékenyebb mérések kellenek. Persze az is elképzelhető, hogy az anyagnak a fekete lyukba hullása nem egyenletes, és néhány éves időskálán mérve erőteljesen változik. Ezért igen fontos lenne, ha az infravörösméréseket folyamatosan megismételnék.

Lehetséges, hogy ezek a jelenségek, amelyek a központi vidéken megfigyelhetők, jóval nagyobb távolságban is éreztetik hatásukat. Ha a feltételezett fekete lyukba hulló anyag mennyisége hirtelen megnövekszik, vagy egyéb nagy energiájú folyamatok zajlanak le a központi vidéken, mint pl. szupernova-robbanások vagy lavina-szerű csillagkeletkezés, akkor ezek okozhatják azokat a kifelé tartó mozgásokat, amelyeket a rádiócsillagászok a molekulafelhőknél megfigyeltek. Ezek a kitörések az anyagot nagy sebességű felhők formájában sodornák tova, amely azután ütközések útján a nagyobb távolságban elhelyezkedő, esetleg a korábbi robbanásokból visszamaradt felhőket is felgyorsítja.

Jóllehet, Galaxisunk igen nagy teljesítményű energiaforrás, mégis eltölpül az aktív magú galaxisokban megfigyelhető energiafelszabadulás mellett. A különbözőség ellenére azonban számtalan hasonlóság is van. Ilyen például a Galaxis központi vidékéről nagy felbontású rádióantennasorokkal észlelt sugárzás eloszlása és az extragalaktikus rádióforrások (rádiógalaxisok, kvazárok) rádióképe közötti hasonlóság (lásd az 5.59. ábrát, mellékletet). Ilyen módon a központi vidék tanulmányozása közelebb vezethet az extragalaktikus nagy energiájú forrásokban lezajló folyamatok megértéséhez is.

5.11. A galaktikus korona

A galaktikus korona Tejútrendszerünket övező, enyhén lapult rendszer, amely gázt tartalmaz, és amelynek mágneses tere a Galaxisban lévő kozmikus sugárzást és relativisztikus elektronokat tartja fogva. Léte sokáig kérdéses volt, de az utóbbi évek mérései ultraibolya-, röntgen- és gamma-tartományokban létezése mellett szólnak.

5.11.1. Gáz a galaktikus koronában

Az első olyan mérést, amely diszkrét gázfelhők létét mutatta ki a Galaxis síkjától jelentős távolságban, G. MÜNCH és H. ZIRIN végezte. Ők megfigyelték, hogy a kalcium intersztelláris H és K abszorpciós vonala nagy galaktikus szélességeken és a Galaxis síkjától jelentős távolságban lévő fényes csillagok színeképében is megfigyelhető. Azt találták, hogy az ezekhez a vonalakhoz tartozó radiális sebességek annál nagyobbak, minél messzebb van a csillag a Galaxis síkjától. Úgy tűnik, hogy nagy magasságokban a Galaxis síkja felett több felhő van, mint azt a gravitációs erőterrel statisztikai egyensúlyban lévő eloszlásból várnánk. Ha azt tételezzük fel, hogy a galaktikus síkban a felhők sebességeloszlása Gauss-eloszlás, és a síkra merőleges gravitációs gyorsulás az OORT (1960) törvényének megfelelő, akkor, ha a csillagok távolabb vannak a síktól, mint 300 pc, akkor a színeképükben fellelhető intersztelláris vonalakért felelős felhők száma független a Galaxis síkjától való távolságtól. Ezzel szemben, MÜNCH és ZIRIN azt találták, hogy 1 kpc távolságban 1,4 felhő, míg 2 kpc távolságban 2 felhő található átlagosan a látóirányban. Feltéve, hogy a kalciumgyakoriság megegyezik a kozmikus gyakorisággal, MÜNCH és ZIRIN a H - és K -vonalak intenzitásából azt találta, hogy az ionizált kalcium atomjainak a sűrűsége a látóirány mentén 10^{-7} pc $^{-1}$ cm $^{-3}$ egy felhőn belül. Ebből meghatároztak egy összefüggést a felhő átmérője és sűrűsége között, amely 100 K semleges hidrogén esetén $d \approx 3,3 N^{-2}$ és 10^4 K ionizált hidrogén esetén $d \approx 0,06 N^{-2}$. Ezekben az összefüggésekben d a felhő átmérője pc-ben, N pedig az atomok száma, térfogategységben. Ezek a felhők, úgy tűnik, különböznek a Galaxis síkjában megfigyelhető hidrogénfelhőktől, amelyeknél az átmérő 6 pc, és a sűrűség 20 cm $^{-3}$.

A semleges hidrogén 21 cm-es vonalának vizsgálata során rádiócsillagászati mérésekkel azt találták, hogy számos felhő figyelhető meg nagy galaktikus szélességeken, amelyeknek a radiális sebessége felénk irányul. A radiális sebesség -70 -tól -175 km/s, az átlagos érték -115 km/s. Ezek a felhők valószínűleg távol vannak a Galaxis síkjától, és egyes vélemények szerint az intergalaktikus térből hullanak csillagrendszereinkbe. A BLAAUW (1962) véleménye szerint lehetséges, hogy a MÜNCH és ZIRIN által észlelt felhők hasonlóak azokhoz, amelyet a hidrogén 21 cm-es vonalán észleltek. Ha elfogadjuk, hogy az optikai és a rádiómérések ugyanazokból a felhőkből származnak, akkor meg tudjuk becsülni a felhőknek a méretét, amelyet az alábbi összefoglalás mutat:

átmérő	60 pc-től 90 pc-ig,
sűrűség	0,3-től 0,2 cm $^{-3}$ -ig
tömeg	1000 M_{\odot} -tól 2000 M_{\odot} -ig
számuk (1000 pc) 3 -ben	180...280.

Ezeknek a felhőknek az eredete nem teljesen tisztázott. Egy lehetséges magyarázat, hogy egy lokális explozió dobta ki őket a Galaxis síkjából. Az össztömegükre 10^4 ... $10^5 M_{\odot}$ -et becsülnék, amelyhez a Galaxis külső részén egy rendkívül nagy

robbanás kellett volna. Ezt a magyarázatot nem lehet kizárni, de elég valószínűtlen. A legígéretesebb hipotézis az, hogy ezek a felhők az intergalaktikus térből hullanak be. Ekkor azonban a sebességüknek a Naphoz képest 600 km/s-nek kellene lenni, ami a galaktikus gravitációs tér hatásából és a differenciális rotációból tevődik össze. Ezért ebben az esetben fel kell tételeznünk, hogy sebességük negyedére vagy ötödére csökkent, a koronában lévő gázzal történt ütközés során, vagy a Galaxis korongjának gázkomponensével a galaktikus sík fölött nagy magasságban. Az ide vonatkozó becslések azt mutatják, hogy a galaktikus korong gázkomponense elegendő ahhoz, hogy ezek a felhők 350 pc-re a síktól lefékeződjenek, és így nincs szükség a koronának a feltételezésére.

Ennek a hipotézisnek az egyik fontos következménye, hogy a Galaxis jelentékeny mennyiségű gázt tud nyerni ilyen módon. Ez különösen a galaktikus centrum környezetében igaz, ahol a gáz a gravitáció miatt koncentrálnak és ahol a gáz befogásának az üteme $1 M_{\odot}/\text{év}$ lehet.

Összegezve azt mondhatjuk, hogy ezeknek a nagy galaktikus magasságokban észlelt gázfelhőknek a vizsgálata nem bizonyította egy stabil koronapopulációnak a létét, amely a halo csillagpopulációjához lenne hasonló.

5.11.2. A rádiókorona

Már korábban említettük, hogy a Galaxis nemtermális rádiósugárzása egy meglehetősen izotrop komponenset tartalmaz. 1952-ben J. S. SKLOVSKIJ a rádiósugárzásnak ezt az izotrop komponensét a koronából származtatta. Jóllehet, ezt a hipotézist igen sokan elfogadták, de az extragalaktikus eredetet sem lehet kizárni. B. Y. MILLS modelljében a korona a 85 MHz-en megfigyelhető sugárzás 90%-át adja, amely egy lapult ellipszoidból jön, amelynek fél nagytengelye valamivel nagyobb, mint a Napnak a galaktikus centrumtól mért távolsága, és a tengelyek aránya 1,5:1. Ez a modell feltételezi, hogy az extragalaktikus sugárzás kicsiny ebben a tartományban.

Az azonban bizonyos, hogy a rádiófrekvenciás sugárzás eloszlása sokkal kevésbé koncentrálnak a Galaxis síkja mentén, mint az I. populációk. Ezért, ha egy egyenesen sugárzó réteget gondolunk el, akkor ennek a vastagsága legalább 2000 pc kell, hogy legyen. Azt a kérdést is feltehetnénk, hogy vajon a mágneses térnek a léte nagy távolságokban a Galaxis síkjától szükségszerűen vezet-e a korona létrehozásához? Ennek a térségnek a pontosabb ismerete nélkül azonban nem tudjuk megválaszolni a kérdést.

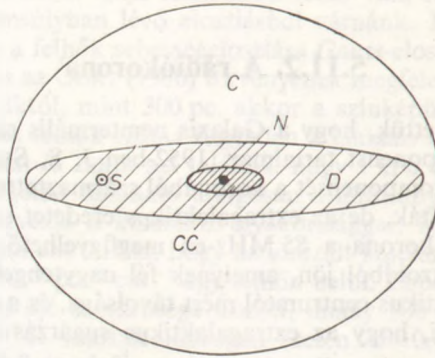
A légkörön kívül juttatott üreszközök segítségével ultraibolya hullámhossztartományban mód nyílik a koronában lévő esetleges forró gáz elnyelési vonalainak a tanulmányozására, amelyeket extragalaktikus források színeképeiben lehet megfigyelni. M. GREWING (1979) az ultraibolya színeképtartományban mérő IUE-hold segítségével kimutatta a Nagy Magellán Felhőben a hidrogén Lyman- α -vonalát, és a vonal radiális sebességéből arra következtetett, hogy az abszorbens a Galaxishoz tartozik, és az abszorpció a korona jelenlétére utal. Hasonlóan a korona létrehozásához köthetünk a kis energiájú (< 1 keV) röntgensugárzás eloszlásából is.

5.12. A galaktikus mágneses tér

A Galaxis mágneses tere az intersztelláris polarizáció felfedezése során vált nyilvánvalóvá. Ma már létéről egyéb bizonyítékok is rendelkezésünkre állnak, és ezek közül a legbiztosabb a Galaxis nemtermális rádiósugárzása, amelyet minden bizonynyal a szinkrotron mechanizmus hoz létre, és amely a sugárzás polarizáltságát is meghatározza.

5.12.1. Szinkrotronsugárzás

Több szerző és különösen B. Y. MILLS (1959) vizsgálta a galaktikus szinkrotronsugárzást. MILLS szerint a sugárzás egy korongból jön, amelynek a vastagságát 500 pc-re becsülte, és amely egy olyan sugárzást ad, amely többé-kevésbé a Galaxis síkja mentén koncentrálódik. Ehhez ő egy ellipszoidális korona sugárzását adta hozzá, amelynek a kiterjedése körülbelül a csillagokból álló halo méretével egyezik meg. Természetesen ez a komponens részben extragalaktikus eredetű is lehet (lásd az 5.60 ábrát).



5.60. ábra. A Galaxis vázlatos rádióképe. A folytonos szinkrotronsugárzás a korongból (D) és a központi sűrűsödésből (CC) — beleértve a magot (N) is —, valamint az egészet körülvevő ellipszoidális koronából (C) jön; S a Nap. (B. Y. MILLS, 1959)

MILLS modelljében a korona csaknem egyenletes emisszivitással rendelkezik, és amelynek értéke a központi vidéken $1,5 \cdot 10^{-46} \text{ J s}^{-1} \text{ MHz cm}^{-3}$, 85 MHz frekvenciánál. A galaktikus korongban az emisszivitás kb. 10-szer nagyobb, legalábbis a központi vidéken, ill. a spirál karokban. (Jóllehet, nincs valóban meggyőző bizonyítékunk, hogy az emisszivitás nagyobb a karokban, mint az őket elválasztó régiókban.)

A mágneses tér erősségét megbecsülhetjük a sugárzást keltő elektronok energiaceloszlásából, feltételezve, hogy az eloszlás $n(E) = kE^{-\gamma}$. Ha E -t GeV-ban és $n(E)$ -t cm^{-3} -ben helyettesítjük be, akkor

$$J(\nu) = 1,2 \cdot 10^{-22} (1,6 \cdot 10^{13})^{\frac{\gamma-1}{2}} k \nu^{\frac{\gamma-1}{2}} B_{\perp}^{\frac{\gamma+1}{2}},$$

ahol ν a frekvencia MHz egységben megadva és B_{\perp} a mágneses indukcióvektor látóirányra merőleges komponense 10^{-4} T-ban kifejezve. 85 MHz körül a γ index jó közelítéssel 1,9 az egész Galaxisban. A Nap környezetében végzett közvetlen mérések

$k = 7 \cdot 10^{-13}$ értéket eredményeztek, meglehetősen nagy bizonytalansággal. Ha a mágneses tér rendezettsége alacsony fokú, akkor ebből az összefüggésből $B = 3 \cdot 10^{-9}$ T. Ez az eredmény meglehetősen bizonytalan, de a lokális mágneses tér valószínűleg nagyobb, mint 10^{-9} T.

Összefoglalva az eddig mondottakat megállapíthatjuk, hogy a szinkrotron-sugárzás meglehetősen jó becslését adja a mágneses térnek a Nap környezetében, de meglehetősen veszélyes, ha ebből az egész Galaxis mágneses térszerkezetét akarjuk meghatározni.

5.12.2. A 21 cm-es vonal Zeeman-effektusa

Több szerző (pl. R. D. DAVIES és munkatársai, 1963) megpróbálta megmérni erős rádióforrások szinképében a hidrogén 21 cm-es rádiósugárzásának Zeeman-effektusát. Longitudinális mágneses tér esetén a vonal két komponensre hasad fel, amelyek ellentétes irányban cirkulárisan polarizáltak (longitudinális Zeeman-effektus). A két komponens frekvenciakülönbsége $\Delta\nu = 2,8 \cdot 10^2 B_{\parallel}$ T, ahol B_{\parallel} a közepes longitudinális mágneses fluxussűrűség a hidrogénfelhőben. Minthogy ez a frekvenciafelhasadás nagyon kicsi a vonal szélességéhez képest — mindössze néhány százaléka — a mérések igen nehezek és ellentmondásosak. Meg kell jegyezni azonban, hogy ezzel a módszerrel B -re csak minimális becslés kapható (a látóirány mentén a B iránya többször előjelet válthat), és nincs bizonyíték arra, hogy a felhőkben lévő mágneses tér fluxussűrűsége ugyanakkora lenne, mint a felhők közötti térben.

5.12.3. Faraday-rotáció

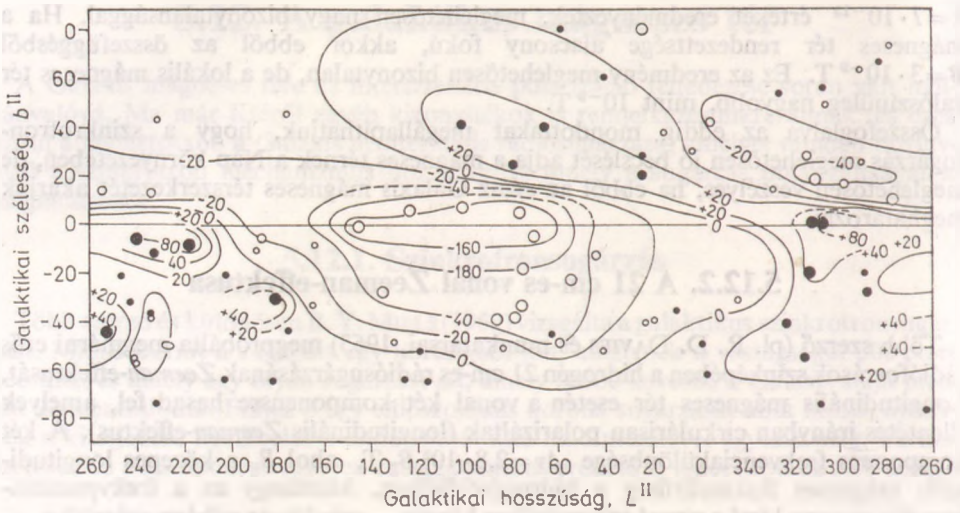
Egy síkban polarizált λ hullámhosszú rádióhullám mágneses teret tartalmazó ionizált közegen áthaladva megváltoztatja a polarizációjának a síkját és ez az elfordulás radiánban:

$$\psi = 8,1 \cdot 10^2 \lambda^2 \int B_{\parallel} n_e ds,$$

ahol λ -t méterekben mérjük, B_{\parallel} az indukció longitudinális komponense T-ban kifejezve, n_e a közeg elektronsűrűsége cm^{-3} egységekben, és ds az egységnyi hosszúság a látóirányban mérve pc-ben.

A deciméteres és a centiméteres hullámhosszakon az extragalaktikus rádióforrások sugárzása részlegesen lineárisan polarizált. Azt találták, hogy a polarizációnak a szöge a hullámhossznak a függvénye, és nagyjából $\psi \sim \lambda^2$, ami azt mutatja, hogy ez a jelenség valóban a Faraday-rotációra utal. Napjainkban már elegendő méréssel rendelkezünk arra nézve, hogy a rotáció mértéke $R = \psi/\lambda^2$ és a galaktikus koordináták között összefüggést állapítsunk meg (lásd 5.61. ábrát). Ez azt mutatja, hogy a rotáció lényegében a Galaxison belül keletkezik, és nem pedig az extragalaktikus térben vagy pedig magában az extragalaktikus forrásban.

Az 5.61. ábra azt mutatja, hogy alacsony galaktikus szélességeknél a Faraday-rotáció nagyobbik része a lokális karban keletkezik, amely a maximumot a 70° és 250° közelében mutatja, amely hosszúságoknál a kar mentén látunk. Az is megfigyelhető, hogy a mágneses tér viszonylag jól rendezett, és nagyjából párhuzamos a karral, amelyet az igen kiterjedt Centaurus A rádióforrás Faraday-rotációjának egyenletessége bizonyít. A mérésekből az vezethető le, hogy a karban $B_{\parallel} n_e \approx 0,2 \cdot 10^{-10}$ T cm^{-3} . Ebből sajnos nagyon nehéz megbecsülni a mágneses tér erősségét, minthogy a karban az átlagos elektronsűrűség csak pontatlanul ismert. Az elektronsűrűség kb. 10^{-2}cm^{-3} .



5.61. ábra. Az extragalaktikus rádióforrások polarizációs síkjának Faraday-rotációja. A pontok pozitív rotációknak, míg a körök negatív rotációknak felelnek meg. A görbék az „izorotációs” vonalaknak felelnek meg. (R. D. DAVIES és munkatársai, 1963)

ra tehető, amelyből $B_{\parallel} = 2 \cdot 10^{-9} \text{ T}$, az ionizált hidrogénfelhőkben. Ennek folytán ezen az úton is a Nap közelében meglehetősen nagy mágneses fluxussűrűséget kapunk. Ezt azonban az elektronsűrűség bizonytalan értéke miatt meglehetősen óvatossággal kell kezelnünk. Magasabb galaktikai szélességeknél nagyon nehéz a Faraday-rotáció eloszlásának az interpretálása, amely kétségtelenül lokális struktúrákból ered. Elégképp valószínűtlen, hogy egy esetleges galaktikus korona jelentősebb Faraday-rotációt okozna.

5.12.4. A galaktikus háttérsugárzás rádiókomponensének polarizáltsága és Faraday-rotációja

Több nagy kiterjedésű vidéket találtak a Galaxisban, amelyek az 50 és 75 cm-es tartományban polarizáltak, sőt általában 21 cm-en is, ahol azonban az emisszió gyengesége miatt a megfigyelésük nehezebb, jóllehet a polarizáció mértéke gyakran 20...30%. Úgy találták, hogy az erősen polarizált vidékek egy égi főkör mentén helyezkednek el, amelynek a tengelye a lokális kar irányába mutat. Ez a galaktikus gerinc, amely igen valószínű, hogy lokális alakzat, szintén erősen polarizált. Nem lehet csodálkozni azon, hogy csak bizonyos lokális vidékek erősen polarizáltak. Tekintetbe kell venni, hogy a megfigyelések alacsony frekvenciákon történnek, és könnyen lehet, hogy a Faraday-rotáció elegendő a Galaxis nagyobb részéről jövő sugárzás depolarizálására, a különböző pontok közötti differenciális rotáció eredményeképpen. Ennélfogva csak a közeli vidékek, ahol a mágneses tér főként a látóirányra merőleges, és ahol a látóirány csak néhány ionizált hidrogénfelhőt metsz, mutatnak jól észlelhető polarizációt. Ezeknek a polarizált vidékeknek a megfigyelése azt mutatja, hogy a mágneses tér durván a Galaxis szimmetriasíkjával párhuzamos, és a lokális kar irányába mutat. Ezt az eredményt az optikai tartományban végzett polarizációs mérések is megerősítik.

5.12.5. Az intersztelláris optikai polarizáció

Az a mágneses tér, amely az intersztelláris polarizációért felelős porrészecskék rendezéséhez kell, lényegében a részecskék jellegétől függ, amely azonban kevésbé ismert. Ennek ellenére, ha a mágneses tér elegendően erős, hogy kompenzálja a porfelhőkön belüli mozgásokat, amelyek összezavarják a polarizáló részecskék irányítottságát, akkor megbecsülhetjük a mágneses tér erősségét. CHANDRASEKHAR és FERMI (1953) megmutatta, hogyha $\overline{\alpha^2}$ a polarizációvektor irányának a varianciája, n a gázsűrűség, q a sebességszórás a ködön belül és b az a perturbáció, amelyet ezek a mozgások B mezőben okoznak, akkor

$$\overline{\alpha^2} = \frac{b^2}{B^2} = \frac{4\pi n q^2}{B^2}.$$

HII-zónákból kapott mérések alapján $\sqrt{\overline{\alpha^2}} = 0,12$ rad, $q = 7$ km/s és $n = 1$ cm⁻³-enként. Így azt kapjuk, hogy $B = 3 \cdot 10^{-9}$ T a felhő belsejében. Meg kell azonban jegyeznünk, hogy ez az eredmény meglehetősen bizonytalan. Az 5.62. ábra az optikailag megfigyelhető polarizációt mutatja a Tejút mentén D. S. MATHEWSON és V. L. FORD (1970) mérései alapján.

5.12.6. A napszél

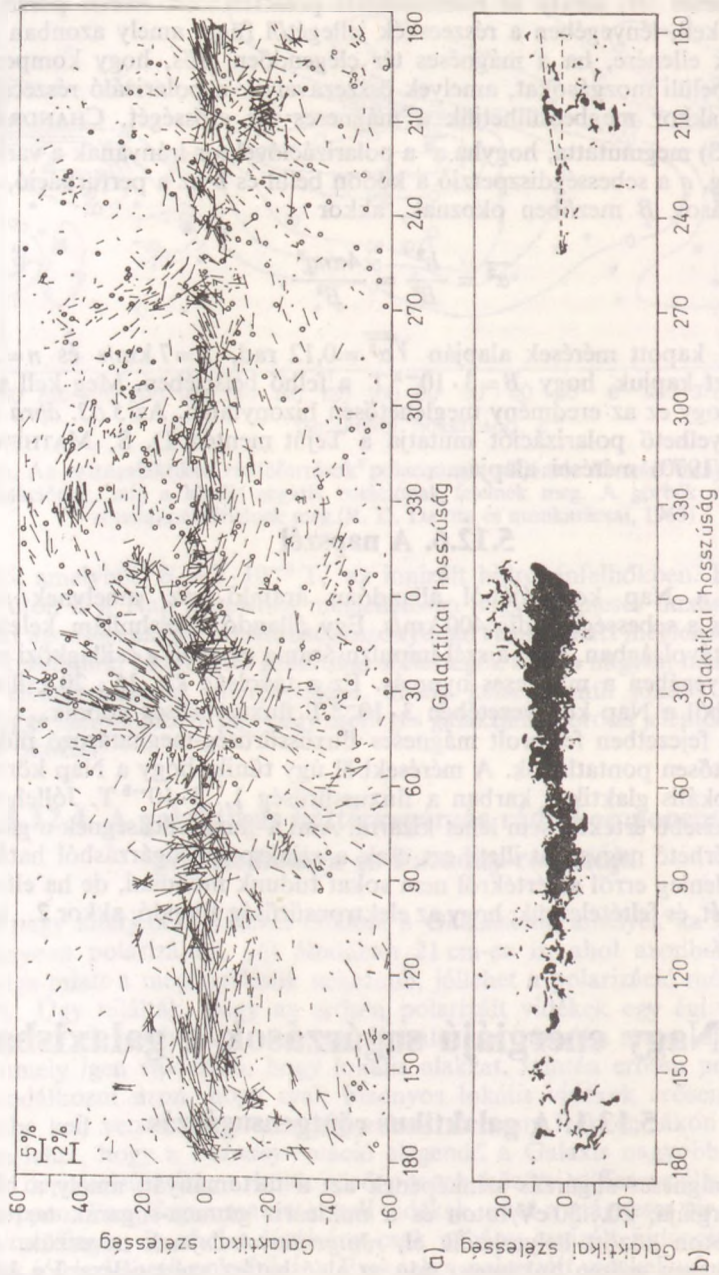
A napszél a Nap koronájából állandóan áramló gáz, amelynek sűrűsége 1...10 cm⁻³, és a sebessége pedig 400 km/s. Egy állandó lökéshullám keletkezik a Naptól olyan távolságban, ahol a szél impulzusárama egyenlő a csillagközi nyomással, amely lényegében a mágneses nyomás. Ez a távolság kb. 15...20 csillagászati egység, amelyből a Nap környezetében $3 \cdot 10^{-9}$ T fluxussűrűség adódik.

Az ebben a fejezetben felsorolt mágneses fluxussűrűség-meghatározó módszerek mind meglehetősen pontatlanok. A mérésekből úgy tűnik, hogy a Nap környezetében, azaz a lokális glaktikus karban a fluxussűrűség 1...3 · 10⁻⁹ T. Jóllehet, bizonyos szerzők kisebb értékeit sem lehet kizárni. Ami a fluxussűrűségnek a galaktikus koronában mérhető nagyságát illeti, ezt csak a szinkrotronsugárzásból határozhatjuk meg, és jelenleg erről az értékről nem sokat tudunk mondani, de ha elfogadjuk MILLS modelljét, és feltételezzük, hogy az elektronsűrűség állandó, akkor 2...10 · 10⁻⁹ értéket kapunk.

5.13. Nagy energiájú sugárzások a galaxisban

5.13.1. A galaktikus röntgensugárzás

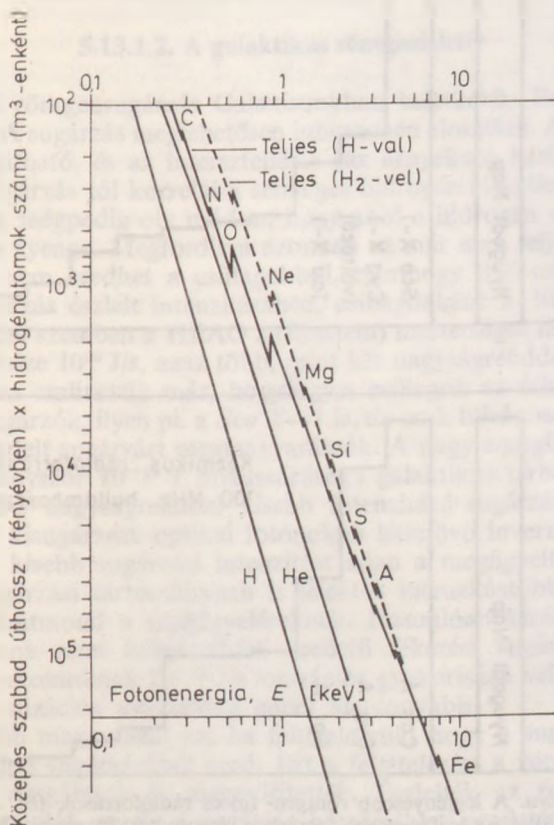
Az elektromágneses sugárzás szinképe az a tartományát, amely a hidrogén ionizációs energiája, 20...30 eV/foton és a nukleáris gamma-sugarak tartománya, kb. 100 keV/foton között helyezkedik el, röntgentartománynak nevezzük. A felső határ természetesen erősen önkényes, míg az alsó határt azért célszerű a hidrogén ionizációs energiájánál meghúzni, mert a leggyakoribb atomok diszkrét nívóit így lehet zárni. Általában úgy gondolják, hogy a röntgensugárzás, szemben az optikai tartomány elektromágneses hullámaival, nagy áthatolóképességű. Mégis az optikai



5.62. ábra. a) A csillagok fényének polarizálódása a Tejút síkja mentén (D. S. MATTHEWSON és V. L. FORD, 1970). A b) ábra a csillagközi porfelhők eloszlását mutatja a Palomar hegyi Schmidt-távcsővel készített felvételek (Palomar Sky Survey) alapján (C. R. LYND, 1962). A 250° és 350° galaktikus hosszúság közötti terület csak a déli féltekéről látható, így a Palomar Sky Surveyben nem szerepel

csillagászok a Földről is végezhetik megfigyeléseiket, míg a röntgentartományt a légkör elnyeli.

Ez a paradoxon egy rezonanciahatáson alapszik. Ha a fotonok energiája rezonancianívók közé esik, akkor az ilyen közegen lényegében a fotonok akadálytalanul áthaladnak. Amennyiben azonban az energianívók folytonosan helyezkednek el, akkor az abszorpció szempontjából az a döntő, hogy a látóirányban hány atom helyezkedik el. Ennélfogva a röntgensugarak nem tudnak áthatolni az atmoszférán, jóllehet ez az optikai tartományban nagymértékben átlátszó. A légkör abszorpciója mellett a csillagközi anyag elnyelő hatása sem elhanyagolható. Az 5.63. ábra a röntgensugarak áthatoló képességét mutatja a csillagközi anyagon az energia függvényében. Az ábráról leolvasható, hogy csak a 2 keV-nál nagyobb energiájú fotonok jutnak el hozzánk az extragalaktikus térből. A Napból a galaktikus pólus irányában kb. 10^{21} H-atom/cm² felületi sűrűség van. Ezért 800 eV alatt csak közvetlen galaktikus környezetünk tanulmányozható. A legközelebbi csillagok kb. 80...100 eV-nál válnak láthatóvá, de a valódi galaktikus távolságok 1 keV fölött érhetőek el.

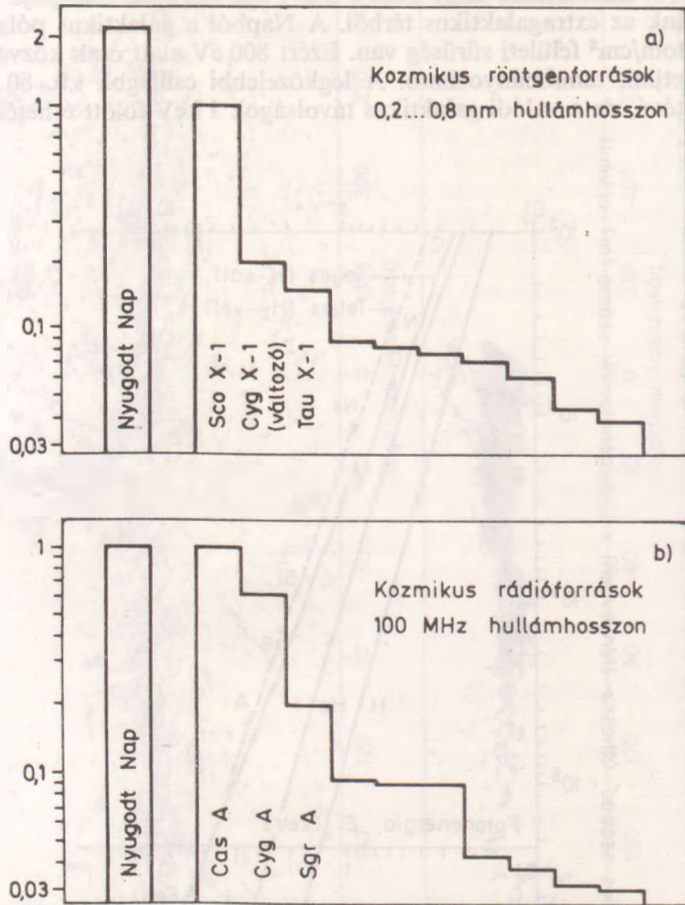


5.63. ábra. A röntgensugarak áthatoló képessége a csillagközi anyagon az energia függvényében. Az ábrán az egyes elemek teljes ionizációjához szükséges energiaküszöböt is feltüntettük. A legközelebbi csillagok 80...100 eV-nál válnak láthatóvá, míg az extragalaktikus távolságok csak 2 keV-nál nagyobb energiákon érhetőek el.

(J. E. FELTEN és R. J. GOULD, 1966)

5.13.1.1. A röntgenégbolt

1 keV energiánál a legfényesebb objektum a Nap, amely 2-3 nagyságrenddel fényesebb a Naprendszeren kívüli legfényesebb forrásnál, habár az optikai tartományban ez az arány 8 nagyságrend. 10 keV-nál azonban a Nap röntgensugárzása már kisebb, mint a legfényesebb kozmikus röntgenforrás. Az 5.64. ábrán a legerősebb ismert rádióforrásokat tüntettük fel az intenzitásuk sorrendjében, és hasonlóképpen a röntgenforrásokat. A méteres hullámhosszokon a fősorozati csillagok a Naphoz hasonlóan igen gyengén sugároznak, míg más források lényegesen erősebben sugároznak a rádióhullámokon. Van azonban egy lényeges dinamikus különb-



5.64. ábra. A legfényesebb röntgen- (a) és rádióforrások (b). A függőleges skálán a legfényesebb forráshoz viszonyított intenzitásokat tüntettük fel. (C. W. ALLEN, 1973, ill. H. FRIEDMAN, 1963)

ség. A méteres sávban még a legerősebb rádióforrásról, a *Cas A*-ról is, kb. 10^{-14} W/m² erősségű sugárzás érkezik. A *Cas A* rádiósugárzása néhányszorosa a Napénak. Ezzel szemben a *Scorpius X-1* röntgenforrás 10 000-szer fényesebb a Földről nézve. Ha ez a forrás a Galaxison belül van, akkor a röntgentartományban

10^4 -szer nagyobb energiát bocsát ki magából, mint a Nap, minden hullámhosszat együttvéve.

A folytonos színképű rádióforrások (eltekintve a 3 K-es maradványsugárzástól) fékezési sugárzást bocsátanak ki magukból. A röntgensugárzás is keletkezhet ilyen módon, de ehhez még a hőmérsékleti sugárzást is hozzá kell vennünk, valamint a kis energiájú fotonoknak a relativisztikus elektronokon történő inverz *Compton*-sugárzását, a gyors protonoknak az atomi elektronokkal való ütközését, és az atomok rekombinációs sugárzását. Vonalas színkép is létrejöhet, mind az elektronhéjban, mind pedig az atommagban végbemenő átmenetek útján. Az elektronhéjban létrejövő átmenetek többnyire 1 keV alatt vannak, ezért 1 és 2 keV között nincsenek vonalak. Nukleáris vonalak csupán néhányszor 10 keV fölött várhatók.

A mágneses fékezési sugárzás a kibocsátott fotonokhoz képest igen nagy energiájú részecskéket igényel. Ennél fogva, ha figyelembe vesszük, hogy a mágneses térnek a Galaxisban a fluxussűrűsége néhányszor 10^{-10} T, akkor a röntgensugárzáshoz 10^{14} eV energiák kellene.

5.13.1.2. A galaktikus röntgenhátér

Az 1 keV alatti röntgensugárzás Galaxisunkban keletkezik. Ezt több bizonyíték is alátámasztotta. A sugárzás meglehetősen inhomogén eloszlású. A Galaxis korongja 0,25 keV-nál jól látható, és az intersztelláris gáz árnyékoló hatása nem figyelhető meg. A röntgensugárzás jól korrelál a semleges hidrogén eloszlásával (lásd az 5.65. ábrát, mellékletet), mégpedig oly módon, hogy ahol a hidrogén sugárzása erős, ott a röntgensugárzás gyenge. Megfordítva azonban ez már nem teljesen igaz.

Ez a sugárzás nem eredhet a csillagokból, minthogy $0,07$ csillag/ pc^3 sűrűséget feltételezve a sugárzás észlelt intenzitásához, csillagonként $3 \cdot 10^{22}$ J/s energiakibocsátás kellene. Ezzel szemben a HEAO 2 (Einstein) mesterséges hold mérései szerint ez az érték mindössze 10^{20} J/s, azaz több, mint két nagyságrenddel kisebb az előbbi értéknél. Korábban említettük már, hogy egyes csillagok az átlagosnál lényegesen erősebb röntgensugárzók, ilyen pl. a *Sco X-1* is, de ezek túlságosan kevesen vannak ahhoz, hogy az észlelt sugárzást megmagyarázzák. A nagy energiájú ($10^{13} \dots 10^{14}$ eV) elektronok a néhányszor 10^{-10} T fluxussűrűségű galaktikus térben mágneses fékezési sugárzással 2-3 nagyságrenddel kisebb intenzitású sugárzást hoznának létre. A csillagok által kisugárzott optikai fotonokon létrejövő inverz *Compton*-effektus 4 nagyságrenddel kisebb sugárzási intenzitást adna a megfigyeltnél, és ezen kívül még a gamma-sugárzási tartományban is jelentős intenzitástöbblettel kellene számolnunk, ami ellentmond a megfigyeléseknek. Hasonlóan kizárható az alacsony energiájú elektronok nem hőmérsékleti eredetű fékezési sugárzása, mert ehhez viszont a hidrogénatomoknak 10^{-11} J/s ionizációs gyakorisága kellene. Az intersztelláris térben az ionizációs gyakoriság ennél alacsonyabb.

A legvalószínűbb magyarázat az, ha feltételezzük, hogy a sugárzás 10^6 K forró plazma hőmérsékleti sugárzásából ered. Ezt a feltételezést a röntgentartományban végzett színképi vizsgálatok is megerősítették. Észlelték az oxigén héliumszerű (O VII) 570 eV vonalát, amely a sugárzás hőmérsékleti eredetére utal. A színkép változik a megfigyelési iránnyal, és ebből arra következtethetünk, hogy a csillagközi térben különböző hőmérsékletű komponensek vannak jelen, amelyek a különböző irányokban észlelt sugárzáshoz különbözőképpen adnak járulékot.

Felmerül az a kérdés, hogy milyen mechanizmus fűti fel a csillagközi anyagot ilyen hőmérsékletre. Erre a mechanizmusra elfogadható magyarázatot ad az elképzelés, amely szerint a fűtést a szupernova-robbanások során keletkezett lökés-

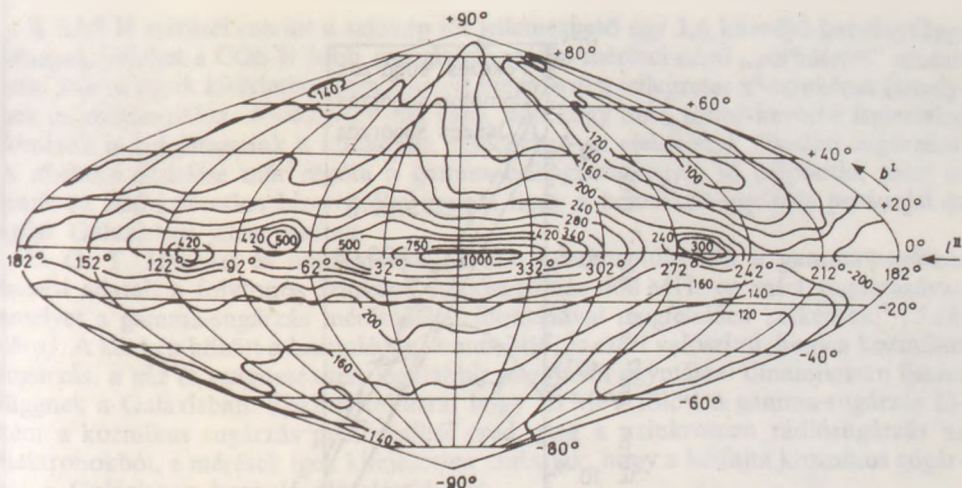
hullám energiájának termikus disszipációja végzi. A szupernovák, mint lehetséges hajtómechanizmus feltételezése mellett megfigyelési tényeket is felsorakoztathatunk. A lágy röntgensugárzásban megfigyelhetők olyan alakzatok, amelyek néhány foktól néhány 10 fokig terjednek ki. Ezek az ún. „gerincek” és „loop”-ok, amelyhez hasonlóak a rádiótartományban is azonosíthatók. Ezek közül a legszembeötlőbb az északi poláris gerinc (North Pole Spur, NPS: Loop I), amelynek távolságát 130 pc-re és átmérőjét 230 pc-re becsülik. A megfigyelések szerint az NPS-nek jól meghatározott héjszerkezete van, hőmérséklete $3 \cdot 10^6$ K, és erős O VII- és C VI-vonalak figyelhetők meg benne. A röntgentartományban észlelt gerinc nem esik egybe a rádiótartományban megfigyelhető gerinccel, de közel fut hozzá. Ezek a sajátságok jól magyarázhatók, ha feltételezzük, hogy az NPS szupernova-robbanás maradványa.

Az égbolt „jellegtelen” részéről érkező lágy röntgensugárzás valószínűleg lokális forró gázból ered, amely körülveszi a Naprendszeret. Ezt azzal az érveléssel támaszthatjuk alá, hogy az ún. *spektrális keménység* $\left[\frac{I(0,4 \dots 0,8 \text{ keV})}{I(0,1 \dots 0,4 \text{ keV})} \right]$ korrelál a látóirányba eső hidrogénatomok számával. A különböző galaktikus irányokban a látóirányba eső hidrogénatomok száma $5 \cdot 10^{19} \dots 2 \cdot 10^{21}$ atom/cm² értékek között változik. Ha a röntgensugárzás ebből a teljes térfogathoz jön, amit ezek a hidrogénatomok betöltenek, akkor a keménység ötszörös változását várnánk, ezzel szemben a változás csak kétszeres. Ha a sugárzás viszonylag közeli térfogatokból jön, akkor ez az eredmény könnyen magyarázható. A Napot körülvevő forró gáz egy $2 \cdot 10^5$ évvel ezelőtt a Földtől 20 pc-re felrobbant szupernovával magyarázható. Annak a valószínűsége, hogy ezen a térfogaton belül adott évben egy szupernova robbanjon föl, kb. 10^{-8} .

Az 1 keV fölötti ún. kemény háttér egy része is kétségtelenül galaktikus eredetű. Az izotrop háttérnek kb. 10%-a a galaktikus gerinc, amely a Galaxis síkját követi. Ennek a gerincnek a létrejöttére az egyik lehetőség a nagy energiájú elektronoknak a mikrohullámú háttérsugárzáson történő inverz *Compton*-szórása. A másik magyarázat az, hogy a gerinc összefolyó, pontszerű, halvány források összessége. Az aktuálisan megfigyelhető sugárzásban valószínűleg mind a kettő jelen van, és a röntgéntávcsövek növekvő felbontása segít majd annak az eldöntésében, hogy mekkora a pontszerű források járuléka. A gerinc erős a spirál karok irányában, és ez azt a hipotézist támasztja alá, hogy létrejöttéért valamilyen módon az I. populációs objektumok felelősek.

Az inverz *Compton*-szórás a mikrohullámú rádióháttér fotonjain, mint már említettük, elég jól magyarázza a galaktikus gerinc sugárzását 1 keV fölött. A röntgensugárzás erősségéből — feltételezve, hogy létrejöttéért éppen ez a mechanizmus felelős — becslést kaphatunk a rádióháttér feketetest-hőmérsékletére, amely 3,2 K-nek adódik, s ez közel áll a direkt mérésekből kaptató 2,7 K értékhez.

Azok az elektronok, amelyek a Galaxis korongjának és halojának nemtermális eredetű rádiósugárzásáért felelősek, inverz *Compton*-effektus útján röntgensugárzást is keltenek. Tekintettel arra, hogy a fotonok sugárzási sűrűsége ismertnek tehető fel (a csillagok által kisugárzott fényből és a 2,7 K-es maradványsugárzásból áll), az eredő inverz *Compton*-röntgensugárzás erőssége csak a rádiósugárzás erősségétől és a látóirányra merőleges mágneses tér nagyságától függ. Ha összehasonlítjuk a nemtermális rádiósugárzás ábráját (5.66. ábra) a röntgensugárzás intenzitását bemutató térképpel, akkor látható, hogy a rádiósugárzás együttjár inverz *Compton*-röntgensugárzással, amely néhányszorosa az izotrop háttérnek, ha elfogadjuk, hogy az átlagos mágneses tér $3 \cdot 10^{-10}$ T.



5.66. ábra. A Galaxis nemtermikus eredetű rádiósugárzása az 1,5 m hullámhosszon mérve.
(F. DRÖGE és W. PRIESTER, 1956)

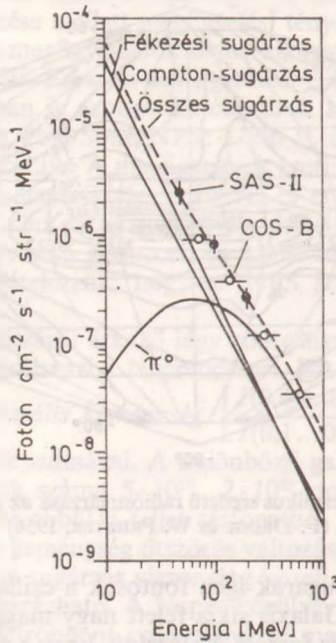
A kis energiájú röntgensugarak igen fontosak a csillagközi anyag fűtése és ionizációja szempontjából. A Galaxis síkja felett nagy magasságokban a lágy röntgensugarak adják a fő ionizációs forrást. Valószínű, hogy a sík fölött lévő alacsony sűrűségű gáz részlegesen ionizált, és lényegesen nagyobb távolságban is megtalálható a síktól, mint a HII-gáz. A magas galaktikus szélességeken található pulzárak rádiósugárzásában megfigyelhető hullámhossz szerinti diszperzió, a szabad—szabad abszorpciónak a galaktikus szélességtől való függése és a Ca II-vonalak erősségének a növekedése a Galaxis síkjától nagy távolságban lévő csillagoknál arra utal, hogy az ionizált gáz még néhány 100 pc távolságban is megtalálható (J. SILK, 1971).

5.13.2. A Galaxis gamma-sugárzása

5.13.2.1. A gamma-sugárzás keletkezése

Az interstelláris térben a gamma-sugarak a kozmikus sugárzásnak a csillagközi anyaggal és a sugárzási térrel történő kölcsönhatása során keletkeznek. Az így létrejött gamma-sugarak színképi összetétele bizonytalan, minthogy nem tudjuk a kozmikus sugárak energiaeloszlását, és pontatlan adataink vannak az interstelláris anyag összetételére is. Az 5.67. ábrán összehasonlítást látunk a mért színkép és D. A. KNIFFEN és C. E. FICHEL (1981) modellje között.

A π^0 -komponens a kozmikus sugárak (elsősorban protonok) és az interstelláris gáz ütközése során keletkezik, ahol is a létrejött π^0 -mezonok ezt követően elbomlanak két gamma-fotonná. A kozmikus elektronok két legfontosabb energiavesztési mechanizmusa az interstelláris anyag atomjaival történő ütközések során fellépő fékezési sugárzás, és a kis energiájú fotonmezőkön — a mikrohullámú háttérsugárzáson és a csillagok fényén — fellépő inverz Compton-effektus. Az elektron szinkrotronsugárzása nem lényeges, kivéve talán erős mágneses térrel rendelkező források, pl. pulzárak közelében. A különálló források járuléka az általános sugárzásban valószínűleg csekély, habár ez bizonytalan tényező, és még további vizsgálatokat igényel.



5.67. ábra. A SAS—II és a Cos—B mesterséges holdak által a $b < 10^\circ$, $320^\circ < l < 40^\circ$ tartományban mért gamma-színkép összehasonlítása a D. A. KNIFFEN és C. E. FICHEL (1981) által számított modellel. A π^0 -komponens a csillagközi gáz és a kozmikus sugarak ütközése során keletkezik

5.13.2.2. Diffúz sugárzás

Jóllehet nagyon valószínű, hogy a gamma-sugárzás diffúz és Galaxisunkban keletkezik, mind a SAS II és a COS B mesterséges holdak megfigyelései az intenzitás erős változását mutatták a Galaxis síkja mentén, és fontos feladat annak a vizsgálata, hogy ennek a diffúz emissiónak az eloszlása hogyan viszonylik a Galaxisunkban lévő gáz, elektromágneses sugárzás és kozmikus sugarak eloszlásához.

A Galaxis síkjának közelében a SAS II adatai alapján nagy kiterjedésű sugárzó területeket mutattak ki, amelyek durván a Galaxis hidrogéneloszlásával esnek egybe. A Galaxis centruma felé a sugárzás csillagrendszerünk síkja mentén erősen koncentrálnálódik, amely arra utal, hogy a sugárzás zöme Tejútrendszerünk távoli vidékeiről érkezik, míg a centrummal ellentétes irányból ez az eloszlás lényegesen vastagabb, amely közelebbi eredetre utal. Erős sugárzást észleltek a *Gould-öv* irányából, amely fiatal csillagok és gázfelhők komplexuma.

A COS B adataiból tisztább kép rajzolódik ki a Galaxis síkjáról. A nagyobb felbontású mérések lehetővé tették, hogy néhány diszkrét forrást is elkülönítsenek. Az égbolt gamma-sugárzása és a Galaxis ismert összetevői között sikerült több egybeesést azonosítani, ilyenek pl. az óriás molekuláris felhők, a *Perseus* és *Carina* spirálkarok és a már említett *Gould-öv*.

A SAS II mérései szerint a színekép jól jellemezhető egy 1,6 kitevőjű hatványfüggvényvel, jóllehet a COS B jobb energiefelbontású mérései némi „görbületet” mutatnak. Sajnos egyik kísérletben sem lehetett megmérni a jellegzetes π^0 -színeképet (amelynek csúcsintenzitása $E=67$ MeV-nál van), minthogy más, többé-kevésbé ismeretlen források is belejátszanak a színeképbe, elsősorban az elektronok fékezési sugárzása. A π^0 -csúcs észlelése már régóta a gamma-csillagászat egyik fő célpontja, mert ez lenne az első közvetlen bizonyítéka annak, hogy a kozmikus sugárzás protonjai az egész Galaxisban jelen vannak.

C. G. T. HASLAM és munkatársai (1981) összehasonlították a gamma-sugárzás mérési adatait a folytonos színeképű rádiósugárzás 408 MHz-en mért sugárzásával, amelyet a gamma-sugárzás mérésének felbontásával megfelelően „elkentek” (5.68. ábra). A két kép között a hasonlóság szembeötlő, és ezért valószínű, hogy a kozmikus sugárzás, a gáz és mágneses tér, legalábbis nagyjából egymással dinamikusan összefüggnek a Galaxisban. Tekintettel arra, hogy 70 MeV fölött a gamma-sugárzás főként a kozmikus sugárzás protonjaiból ered, míg a szinkrotron rádiósugárzás az elektronokból, a mérések igen kifejezetten mutatják, hogy a kétfajta kozmikus sugárzás a Galaxisban hasonló eloszlást követ.

A kozmikus sugárzás és a gamma-sugárzás között lévő összefüggés sok kutatóban azt a hitet keltette, hogy a gamma-sugarak megfigyelése végül is választ ad a kozmikus sugárzás keletkezésének problémájára. A gamma-sugarak, ellentétben a kozmikus sugárzással, nem töltöttek elektromosan, és keletkezésüktől az észlelőig jelentéktelen elnyelődés történik. Amint azt V. L. GINZBURG (1972) feltételezte, a *Nagy Magellán Felhő*ből, ami legközelebbi kísérő galaxisunk, jelentős gamma-sugárfluxust kellene észlelnünk. Mindazonáltal ez a módszer nem megbízható, minthogy a *Magellán Felhő*ben magában keletkező kozmikus sugárzás nem elég erős ahhoz, hogy észlelhető legyen. Ezért a későbbi kutatások főként a Galaxis sugárzásával foglalkoztak, és megkísérelték a Tejútrendszerben feltérképezni a sugárzás eloszlását.

A vizsgálatok során megpróbálták megállapítani a gamma-sugárzás eloszlását és összehasonlítani a gáz eloszlásával, abból a célból, hogy meghatározzák a kozmikus sugárzás eloszlását. Sajnos a gáznak az eloszlása a Galaxis síkja mentén még mindig vitatott. Az atomos hidrogén eloszlása elég jól ismert, de a molekuláris hidrogéné bizonytalan, minthogy a CO-molekula gyakoriságának a molekuláris hidrogénbe történő átszámításán és a nehezebb elemeknek kevésbé ismert galaktikus eloszlásán alapszik.

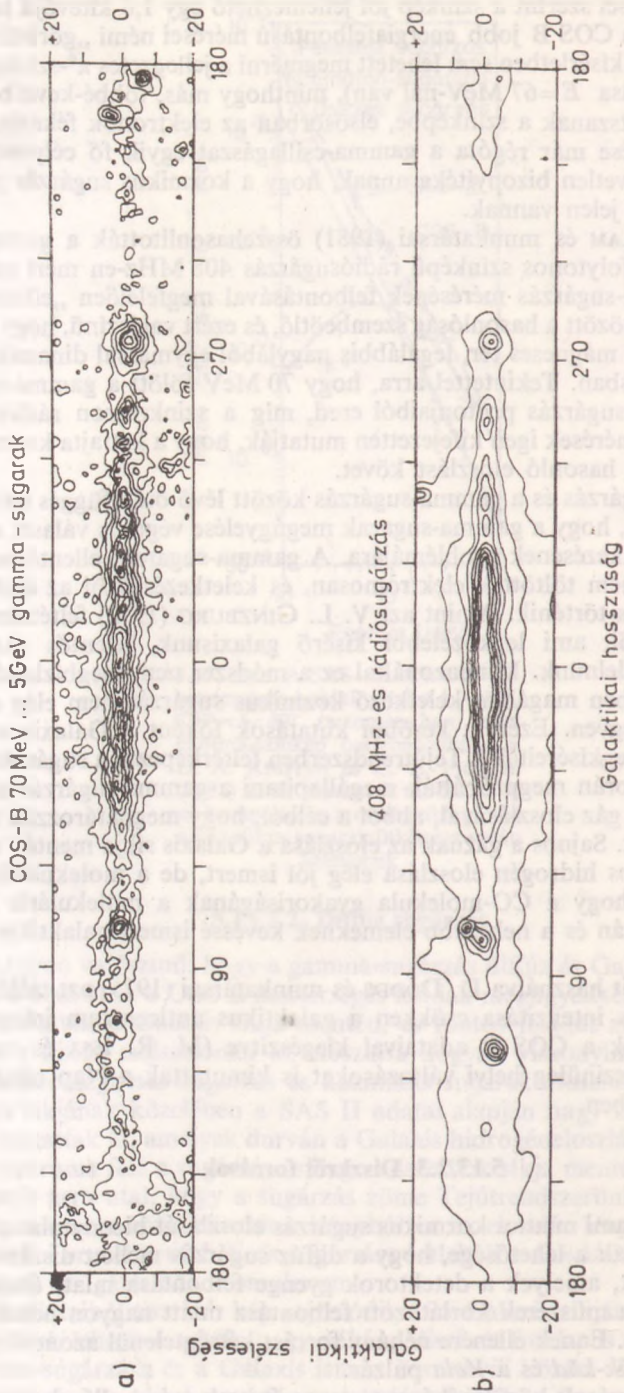
A SAS II adatait használva D. DODDS és munkatársai (1975) azt találták, hogy a kozmikus sugárzás intenzitása csökken a galaktikus anticentrum irányában, és a későbbi vizsgálatok a COS B adataival kiegészítve (M. R. ISSA és munkatársai, 1981) kisebb, valószínűleg helyi változásokat is kimutattak a Nap néhány ezer pc sugarú környezetében.

5.13.2.3. Diszkrét források

Az egyik fő ok, ami miatt a kozmikus sugárzás eloszlását bizonytalanul lehet csak meghatározni, annak a lehetősége, hogy a diffúz sugárzás mellett diszkrét sugárzási források is vannak, amelyek a detektorok gyenge felbontása miatt összeolvadnak.

100 MeV felett a műszerek korlátozott felbontása miatt nagyon nehéz kimutatni diszkrét forrásokat. Ennek ellenére néhány forrást kétségtelenül azonosítottak. Ezek közé tartozik a *Rák-köd* és a *Vela* pulzár.

Ezek közül a források közül néhányat azonosítottak más hullámhosszakon is, az előbb említett kettőn túlmenően a 3C 273 jelű kvazárt, valamint a 2CG 353 +16



5.68. ábra. A 70 MeV feletti gamma-sugárzás (a) (H. A. MAYER-HASSELWANDER és munkatársai, 1981), valamint a 408 MHz-en mért rádiósugárzás (b) (C. G. T. HASLAM és munkatársai, 1981) egybevetése. A két eloszlás szembeötlő hasonlósága arra utal, hogy a 70 MeV feletti sugárzást létrehozó protonok és a 408 MHz-es sugárzásért felelős elektronok hasonló galaktikus eloszlást mutatnak

objektumot, amely a ρ Ophiuchi molekuláris felhő komplexum irányában van, és valószínűleg csak a gyenge felbontás miatt látszik diszkrét forrásnak.

Több közeli molekuláris felhőt szintén megfigyeltek a gamma-sugárzási tartományban. Ezek közé tartozik az *Orion-köd*. Továbbá több molekuláris felhő mutat gamma-sugárzást, amely nagyjából megegyezik azzal, amit a bennük lévő kozmikus sugárzás kelt.

5.13.2.4. Ultranagy energiájú gamma-sugarak

A kozmikus sugárzás energiaeloszlásának vizsgálata során kihasználják azt a tényt, hogy a részecskék kölcsönhatnak a levegő atomjaival, és az ún. *kiterjedt légi záporokat* okozzák. Ezeknek a másodlagos részecskéknek a mérése nélkül a 10^{12} eV fölötti energiákon nem tudnánk méréseket végezni. A légi záporok segítségével jelenlegi tudásunk 10^{20} eV-ig terjed. A gamma-sugaraknál hasonló a helyzet, jóllehet a másodlagos részecskék többsége (főként elektronok és pozitronok) elnyelődik a Földreérés előtt. Mindazonáltal az elektronok keltette *Cserenkov-sugárzás*, amely 10...20 km magasságban keletkezik, még eléri a Földet és detektálható.

5.13.2.5. 10^{10} eV fölött detektált gamma-sugarak

A *Cserenkov-sugárzás* technikáját több kísérletben használták már az elmúlt években, mindezek ellenére ez fiatal és nehéz kutatási terület, és az eredmények gyakran egymásnak ellentmondóak. A nehézséget még csak fokozza, hogy némely forrás jele időben változik. Mindenesetre néhány esetben sikerült a forrásokat azonosítani, és a következőkben ezekből mutatunk be néhányat.

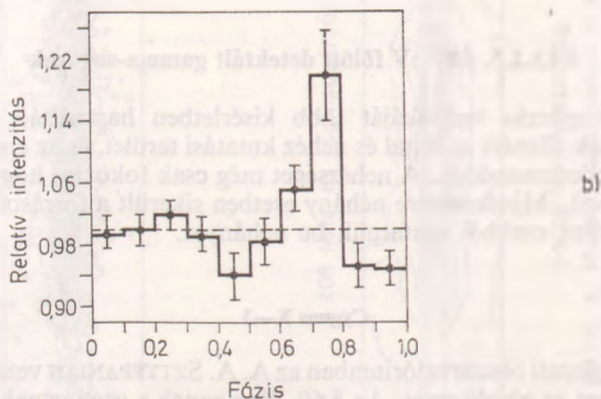
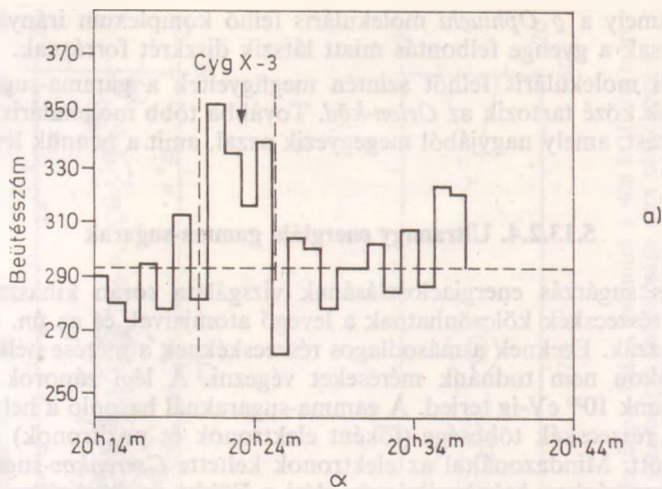
Cygnus X—3

A krími csillagászati obszervatóriumban az A. A. SZTYEPANJAN vezette csoport már 1972 óta figyeli ezt az objektumot. Az 5.69. ábra ennek a csoportnak az első 10^{12} eV fölötti energiájú gamma-sugár észlelését mutatja. A forrás periódusa 4,8 óra, és egy különálló csúcs jól megkülönböztethető. Idővel a forrás erőssége csökkent, mégpedig 1974-től 1977-ig a tizedére, míg 1979-re megint emelkedett.

A Rák-köd

A *Rák-köd*ben lévő pulzár gamma-sugárzását többen is megpróbálták kimutatni, minthogy jól meghatározott ütemben pulzál más hullámhosszakon, és viszonylag közeli, valószínűleg erős forrás. Néhány kutató pozitív eredményre jutott, habár ez nem volt nagyon meggyőző, míg mások nem tudták detektálni ezt az objektumot. Ismét az a probléma merül fel, hogy az egyes megfigyelők azért jutottak különböző eredményre, mert a forrás valóban időben változó.

Úgy tűnik, hogy a megfigyelések ezt az elképzelést igazolják. A. I. GIBSON és munkatársai (1982) a pulzár frekvenciájával működtettek négy független távcsövet a *Cserenkov-sugárzás* megfigyelésére az USA-ban lévő Nagy-Sós-tó sivatagában 1981. szept. 25-e és nov. 2-a között 34 órán át figyelték a forrást, és egy alkalommal 15 percen keresztül szabályos időközönként kitéréseket mértek, és később hasonló

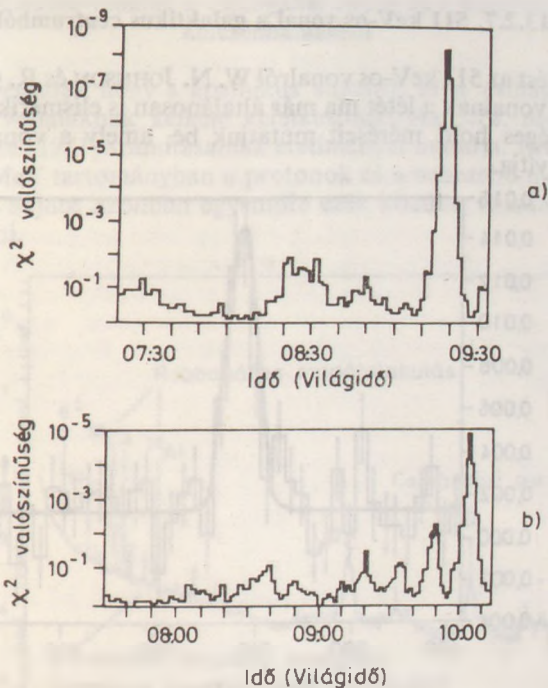


5.69. ábra. A *Cygnus X-3* első sikeres megfigyelése a 10^{12} eV fölötti energiákon (a) (B. K. VLAGYIMIRSZKI és munkatársai, 1973). A forrás 4,8 órás periódussal változtatja intenzitását, és a „fénygörbén” egy jól meghatározott csúcs látható (b). (S. DANAHER és munkatársai, 1981)

periódussal kevésbé erős kitöréseket találtak. Az 5.70. ábra összefoglalja az eredményeket, ahol a skála annak valószínűségét mutatja, hogy a megfigyelt periodicitás mindössze véletlen ingadozásból ered.

A *Vela* pulzár

A *Vela* pulzár esetében is vannak bizonyítékok a változásra. A *Rák-köd*ben lévő pulzár időbeli változása hasonlít a *Vela* pulzáréra, de a színeképük különböző. Vannak olyan elképzelések, hogy a színeképi különbség a két pulzár eltérő életkorára vezethető vissza, amely a *Vela* pulzár esetében $10^4 \dots 10^5$ év, míg a *Rák-köd* esetében nem éri el az 1000 évet.



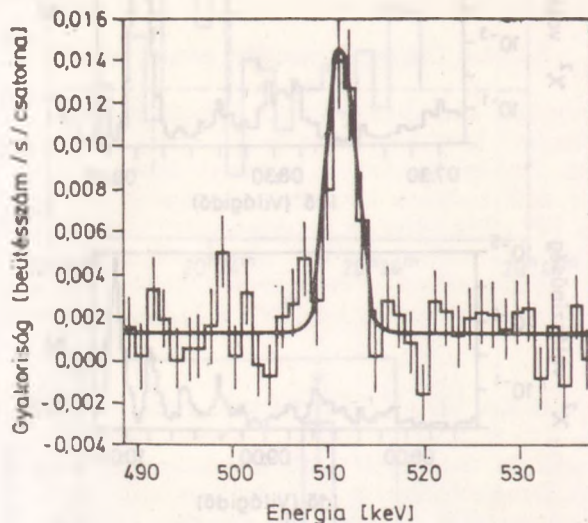
5.70. ábra. A Rák pulzár ultranagy energiájú ($> 10^{12}$ eV) gamma-sugárzása. 1981. október 23-án (a) és október 31-én (b). A sugárzás intenzitása időben jelentősen változik (A. I. GIBSON és munkatársai, 1982). Az ordináta annak a valószínűsége, hogy a megfigyelt jel véletlen ingadozás eredménye. A mérés körülményei olyanok voltak, hogy a 10^{-4} -nél kisebb valószínűségek jelentenek szignifikáns eredményt

5.13.2.6. Vonalas színekű gamma-sugárzás

Több olyan folyamat létezik, amelyben keletkezhet vonalas gamma-színkép. Kozmikus sugaraknak a csillagközi anyaggal történt kölcsönhatása kézenfekvőnek tűnik. Az interstelláris anyag atommagjai gerjesztődhetnek a kozmikus sugarakkal történt ütközések során, illetőleg a kozmikus sugarak is gerjesztődhetnek ütközések révén. Egyes vidékeken, mint pl. szupernova-maradványokban a radióaktív bomlás is keltethet gamma-vonalakat. Erős mágneses terekben ($> 10^8$ T), jönnek létre az ún. *szinkrotron-vonalak*, az elektronok Landau-nívói közötti átmenetek révén. Az 511 keV-os pozitron annihilációs vonal nagyon fontos, ahol is a pozitronok béta-bomlás során keletkeznek, vagy pedig nagy energiájú kölcsönhatásokban pionkeltés révén ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ \rightarrow e^+$). Kétségtelenül az 511 keV-os vonal vizsgálata mind a Galaxisban, mind a Galaxison kívüli vidékeken felvilágosítást ad majd a pozitronok eloszlásáról. Több elméletileg vizsgált folyamat van, amelyek fekete lyukak környékén jószólnak gamma-vonalakat. Ennélfogva meglehetősen nagy választékunk van, hogy milyen folyamatok hozhatnak létre gamma-vonalakat.

5.13.2.7. 511 keV-os vonal a galaktikus centrumból

Az első megfigyelést az 511 keV-os vonalról W. N. JOHNSON és R. C. HAYMES (1973) végezte, és ennek a vonalnak a létét ma már általánosan is elismerik. Az 5.71. ábrán a HEAO—3 mesterséges hold méréseit mutatjuk be, amely a vonal létezését kétséget kizáróan bizonyítja.



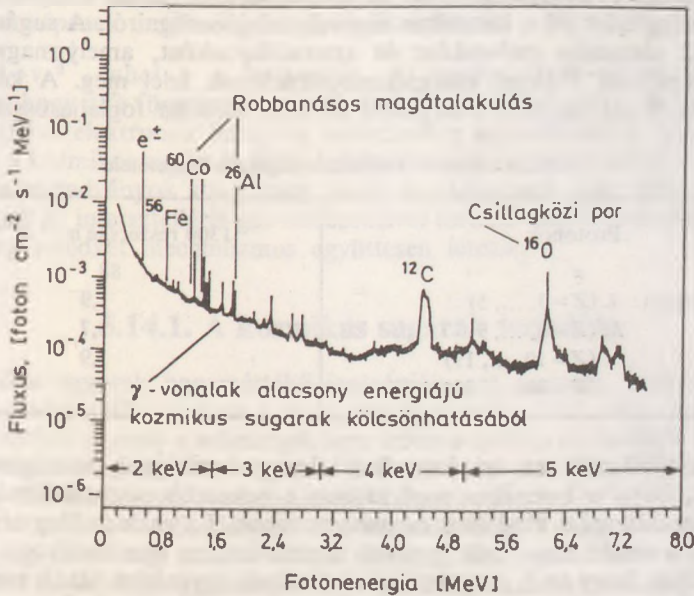
5.71. ábra. A galaktikus középpontból érkező 511 keV-os gamma-vonal a HEAO—3 mesterséges hold mérései alapján. (G. R. RIEGLER és munkatársai, 1981)

Egyszerű számítással kimutatható, hogy ez a vonal nem lehet a kozmikus sugárzással való kölcsönhatás eredménye a Galaxis centrumában, minthogy a vonal létrejöttéhez olyan intenzitású kozmikus sugárzás kellene, amely több 100-szorosa a Nap környezetében megfigyelhető kozmikus sugárzás intenzitásának. Nem beszélve arról, hogy a sugárzás intenzitásának változását így nehezen lehetne magyarázni. Nem figyelték meg azokat a vonalakat sem, amelyek a nagy energiájú részecskék pozitrontermelésével együtt keletkeznének (ilyenek pl. a ^{12}C , Mg, Si és Fe vonalai). Sokkal valószínűbb, hogy a vonal keletkezéséért a Galaxis centrumában lévő objektum a felelős, amelynek a mérete a sugárzás időbeli változásából néhány tized pc-re tehető.

J. H. LACY és munkatársai (1979, 1980) által kifejlesztett modell néhányszor $10^6 M_{\odot}$ fekete lyukat tételez fel, amely a belé hulló anyagból egy akkréciós korongot alakít ki, és ebben jön létre a gamma-sugárzás. A vonal kis szélessége arra utal, hogy az elektron—pozitron annihiláció alacsony sűrűségű közegben történik, ahol az ionizált gáz hőmérséklete 10^5 K alatt van. Ez a modell azonban nem tud minden megfigyelhető részletre választ adni, minthogy más hullámhosszakon is mérhető hatásoknak kellene jelentkezni, ezeket azonban nem találták.

5.13.2.8. Gamma-vonalak a csillagközi anyag és a kozmikus sugarak kölcsönhatásából

Több számítást végeztek hogy a kozmikus sugarak és a csillagközi gáz kölcsönhatásából milyen vonalaknak kellene keletkezniük. Az 5.72. ábra R. RAMATY és R. E. LINGENFELTER (1981) számításainak eredményét mutatja. Ezek a vonalak többnyire az 1...1000 MeV tartományban a protonok és a nehezebb magok kölcsönhatásából keletkeznek. Sajnos azonban egyelőre ezek közül a vonalak közül egyet sem sikerült megfigyelni.



5.72. ábra. A csillagközi anyag gamma-sugárzásban mérhető színepe R. RAMATY és R. E. LINGENFELTER (1981) számításai alapján. A robbanásos magátalakulásokban keletkezett elemek szupernova-kitörések során jönnek létre

5.13.2.9. A szupernovák gamma-vonalai

Több vonalat feltételeznek a szupernova-robbanások során létrejövő magátalakulások során, amelyek közül a legfontosabbakat a már említett 5.72. ábra foglalja össze. Valóban, a vonalas gamma-színkép tanulmányozása igen fontos információt nyújt a magátalakulásokról, és ezért több kutató megkísérelte ilyen vonalak kimutatását. A viszonylag közeli Rák-köd vizsgálata egy 400 keV-os vonal jelenlétére utal, amely az 511 keV-os vonal vöröseltolódásával keletkezhetett.

5.14. Kozmikus sugárzás

A Galaxisban lévő nagy energiájú részecskékről való tudásunk két fő forrásból táplálkozik, az egyik a részecskék keltette elektromágneses sugárzás megfigyelése. Ez a sugárzás a rádiótartományban a folytonos színképű rációhullámok formájában

észlelhető, valamint a gamma-sugárzási tartományban. A másik fő információforrás a kozmoszból Földünkre érkező különböző elemi részecskék formájában jelentkezik. Az a hipotézis, hogy ezek mögött az észlelhető jelenségek mögött ugyanaz a folyamat húzódik meg, azzal is alátámasztható, hogy az elektromágneses sugárzás keletkezéséért felelős elektronok és a nehezebb kozmikus részecskék energiaspektruma hasonló.

A ballonokról, rakétákról és mesterséges holdakról végzett mérések jelentős megfigyelési anyagot szolgáltatottak a kozmikus sugárzásról. Az 1 GeV alatti energiákon nehéz megmondani, hogy a részecskéket a bolygóközi mágneses tér milyen mértékben zavarta meg. V. L. GINZBURG és S. I. SIROVATSKI (1964) könyve (lásd irodalom) jó összefoglalást ad a kozmikus sugarak tulajdonságairól. A sugárzás intenzitása kb. 0,2 részecske $\text{cm}^2\text{-enként}$ és szteradiánonként, amely nagyságrendben $0,3 \dots 1,0 \text{ eV/cm}^3 = 10^{-19} \text{ J/cm}^3$ energiakoncentrációnak felel meg. A kémiai összetételt a 2,5 GeV-nál nagyobb energiákra az 5.39. táblázat foglalja össze.

5.39. táblázat. A kozmikus sugárzás összetétele

Protonok	1300 részecske $\text{m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}$
α	88
Csoport: L ($Z=3, \dots, 5$)	1,9
M ($Z=6, \dots, 9$)	5,7
($Z=10, \dots, 19$)	1,9
($Z=20, \dots, 28$)	0,69

Ha ezt a táblázatot az ún. kozmikus elemgyakorisággal összehasonlítjuk, azt tapasztaljuk, hogy a kozmikus sugárzásban a nehezebb részecskéknek az aránya sokkal magasabb, mint általában az univerzumban. Ez valószínűleg arra vezethető vissza, hogy a nehéz részecskék gyorsító mechanizmusa igen hatékony. Másrésztől azt tapasztaljuk, hogy az L csoport elemei, amelyek egyenként ritkák a természetben és nem stabilak nukleáris reakciókkal szemben, magasabb kozmikus gyakorisággal rendelkeznek. Az ő jelenlétük azt mutatja, hogy függetlenül attól, hogy mi volt az eredeti összetétele a kozmikus sugárzásnak, átlagosan $3 \dots 10 \text{ g/cm}^2$ anyagon utaznak át, ahol ütközések történnek, és ez az L csoport elemeinek születéséhez vezet.

Az energiaspektrum jó közelítéssel hatványfüggvény, azaz $n(E) = kE^{-\alpha}$, ahol $\alpha = 2,6 \pm 0,1$ a $10 \dots 10^6 \text{ GeV}$ intervallumban. Kisebb energiákon folytonosan változik az energiával. 10^6 GeV felett alfa értéke megnő, vagyis az eloszlás meredekebbé válik, és értéke 3,1 körüli. 10^9 GeV felett az eloszlást csak pontatlanul ismerjük.

A kozmikus sugarak sebességeloszlása csaknem teljesen izotrop. Mindazonáltal 10 GeV -nál nagyobb energiájú részecskénél néhány ezrelék anizotropia észlelhető, amelynek a maximuma a *Cygnus* csillagkép irányába mutat. Igen nagy energiákon nincs elegendő adatunk az anizotropia kimutatására.

A kozmikus sugárzás elektronkomponense $4,5 \text{ GeV}$ fölött $6,8 \pm 0,6$ elektron $\text{m}^{-2} \text{sr}^{-1} \text{s}^{-1}$, azaz 1 százaléka az ugyanezen energiatarományban mért teljes kozmikus sugárzási fluxusnak. Az energiaspektrum különösen 1 GeV alatt pontatlanul ismert, itt ugyanis a részecskék terjedését a bolygóközi mágneses tér jelentősen befolyásolja. Az elektronok között pozitronok is előfordulnak, amelyek arra utalnak, hogy ezek a részecskék legalábbis részben, a csillagközi atommagokkal történt ütközés eredményei. A megfigyelések szerint a pozitronok aránya nem haladja meg a $20 \dots 30\%$ -ot, ennél fogva az elektronok zöme közvetlenül gyorsítódik.

Amit eddig elmondtunk, az a kozmikus sugarak közvetlen megfigyelésére vonatkozik. Nem tudjuk, hogy a nehezebb magok milyen eloszlást mutatnak a Galaxisban. A nagy energiájú elektronok ezzel szemben a rádiótartományban a Galaxis mágneses terében szinkrotronsugárzást bocsátanak ki, amely a folytonos galaktikus rádiósugárzás nemtermális komponensét adja. Ennek az eloszlása lehetővé teszi számunkra, hogy a nagy energiájú elektronok térbeli eloszlását megbecsüljük. Általánosan elfogadott nézet, hogy a sugárzás egy 500 pc vastag korongból jön, és egy ellipszoidális koronából, amelynek a mérete nagyjából megegyezik a csillagokból álló halo méretével.

A relativisztikus elektronok energiaspektrumát megkaphatjuk a galaktikus rádiósugárzás szinképeinek tanulmányozásából. Eszerint, ha $n(E) \sim E^{-\alpha}$, akkor a rádiófluxus $J(\nu) \sim \nu^{\frac{\alpha-1}{2}}$, ahol ν a frekvencia. A megfigyelések alaposabb vizsgálata azt mutatja, hogy α függ az energiától, és értéke 0,2 GeV-nál 2, és 2 GeV-nál 2,6. A relativisztikus elektronok létrejötte valószínűleg ugyanabban a folyamatban történik, mint a kozmikus sugárzás többi komponenseié, vagy úgy, hogy forrásuk közös (szupernova-maradványok stb.), vagy pedig az elektronok egyszerűen a kozmikus részecskéknél az intersztelláris gáz részecskéivel történő ütközése során keletkeznek. Valószínűleg mindkét mechanizmus együttesen létezik.

5.14.1. A kozmikus sugarak terjedése

A kozmikus sugarak nagymértékű izotrópiája azt mutatja, hogy erőteljes diffúziós folyamatok működnek, és a részecskéket az erővonalak nem rendezik. Ebben az utóbbi esetben ugyanis a sebességek nem izotrop módon oszlanának el. A részecskéket az átlagos mágneses térerősségnél erősebb mágneses tér felhők reflektálják, vagy pedig hidromágneses lökeshullámok befolyásolják terjedésüket.

A nagy felbontású rádióészlelések arra utalnak, hogy a mágneses tér és a hozzá kötődő anyag szerkezete erősen zavart. A 21 cm-es sugárzáson mért polarizáció változásai azt mutatják, hogy ezeknek az irregularitásoknak a karakterisztikus mérete 1 pc-nél kisebb.

Úgy tűnik, hogy a kozmikus sugarak Galaxison belüli terjedéséhez figyelembe kell venni a mágneses teret, valamint a diffúzió jelenségét. A galaktikus korongban mindkét jelenséget együtt tárgyalhatjuk, ha anizotrop diffúziós együtthatót tételezünk fel, ami más szavakkal azt jelenti, hogy feltételezzük, hogy a részecskék nagyobb valószínűséggel mozognak a Galaxis síkja mentén, vagyis az erővonalak mentén, mint arra merőleges irányban.

Megpróbálhatjuk megbecsülni annak a csillagközi anyagnak a vastagságát, amelyet a kozmikus sugarak keletkezésük után befutottak, kezdve az L csoport elemeivel, amelyek többnyire maghasadással keletkeztek. A becslések $3 \dots 10 \text{ g/cm}^2$ -ig terjednek. Ha a kozmikus sugarak a Galaxis korongjában maradnak, ahol a sűrűség 1 proton/cm^3 , ebből az következik, hogy átlagosan $3 \dots 6 \cdot 10^{24} \text{ cm}$ -t futnak be, a fénysebességhez közeli sebességgel, ennél fogva közepes életkoruk $3 \dots 6 \cdot 10^6 \text{ év}$. Ez természetesen a felső korlát, de azt mutatja, hogy a kozmikus sugarak zöme valószínűleg nem régen keletkezett. Ha a Galaxis koronából és korongból áll, és a kozmikus sugárzás sűrűségére meglehetősen önkényesen 10^{-3} cm^3 -t veszünk fel, és feltevésszerűen továbbá, hogy a részecskék szabadon utaznak a koronában és a korongban, akkor a részecskék korára $3 \dots 6 \cdot 10^8 \text{ évet}$ kapunk.

Az ide vonatkozó számítások azt eredményezik, hogy azok a kozmikus protonok, amelyek $3 \dots 10 \text{ g/cm}^2$ hidrogénen haladnak keresztül, $7 \dots 20$ -szor több elektront és

pozitron keltetnek, mint amit ténylegesen meg lehet figyelni. Továbbá tudjuk, hogy 30%-nál határozottan kevesebb pozitron van, mint elektron a sugárzásban. Ezek a tények azt mutatják, hogy azok a folyamatok igen fontosak, amelyek az elektronok energiavesztésével és Galaxisunkból történő elszökésükkel kapcsolatosak.

5.14.2. A kozmikus sugarak keletkezése

A kozmikus sugarak Galaxisunkból vagy pedig a Tejútrendszerünkön kívüli térségből erednek. A szerzők többsége a galaktikus eredetet tartja valószínűnek. Ebben az esetben tehát a kozmikus sugarak és velük együtt az elektronok az alábbi galaktikus folyamatok valamelyike során keletkeztek:

a) A szupernova-robbanások nagy mennyiségű, nagy energiájú részecskét keltnek, és a megfigyelések azt mutatják, hogy a fiatal szupernova-maradványok (ilyen pl. a *Rák-köd*) igen erős szinkrotronsugárzást bocsátanak ki magukból. A számítások arra utalnak, hogy az összes kozmikus részecske szupernovákból keletkeztetett, ha feltételezzük, hogy Tejútrendszerünkben 50 évenként történt egy fellobbanás. Jóllehet ez a gyakoriság nagyinak tűnhet, mégsem lehet kizárni.

Ebben az esetben feltételezzük, hogy átlagosan és elegendően hosszú idő alatt a Galaxis bármely pontján folyamatosan keletkeznek részecskék, és a keletkezés üteme a csillagközi anyag sűrűségével arányos. Ténylegesen úgy tűnik, hogy a II. típusú szupernova-robbanások többé-kevésbé a gáz eloszlását követik.

b) Nagy mennyiségű kozmikus részecske keletkezhet a Galaxis centrumában történő robbanások eredményeképpen. Ilyen robbanás $1...2 \cdot 10^7$ évvel ezelőtt történt, és a 3000 pc-es kar létrejöttét és esetleg a korona kialakulását eredményezte.

Ez a hipotézis nem teljesen önkényes, minthogy Galaxisunk messze nem az egyedi, amelyben heves robbanások zajlanak le a középpontjában, és csaknem biztosak lehetünk abban, hogy ilyen robbanások sokkal nagyobb energiákkal a csillagszerű rádióforrásokban és a rádiógalaxisokban is lejátszódhatnak.

c) Nagy sebességű részecskék keletkezhetnek az intersztelláris gázfelhők ütközése során is.

Jelenleg nehéz választani ezek között a mechanizmusok között, amelyek valószínűleg együtt léteznek. Az extragalaxisok rádiószerkezetének statisztikus vizsgálata — különösképpen a róluk érkező rádiófluxus és a források kiterjedése — közelebb vihet a probléma megoldásához. GINZBURG és SIROVATSKI a már említett könyvében néhány modellt vizsgál a kozmikus sugarak eredetére és terjedésére vonatkozóan. Ők azt állítják, hogy a forrás csillagrendszerünk középpontjában van, és a részecskék onnan diffúzió útján terjednek szét. Jóllehet eredményeik igen érdekesek, mégis modelljük a valós helyzet túlságosan leegyszerűsítése. Még hosszú munka vár a kutatókra, hogy kidolgozzanak egy realisztikusabb elképzelést. Ezekről a folyamatokról és forrásokról a jelenlegi tudásunk még elég felszínes.

5.15. A Galaxis kialakulása

Az univerzum egyik legszembetűnőbb tulajdonsága az anyag hierarchikus elrendeződése. A csillagok igen gyakran kisebb-nagyobb csoportokban születnek, *galaxisokat* alkotnak, amelyek a *galaxishalmazok* elemei. A galaxishalmazok még nagyobb formációkat, a *szuperhalmazokat* alkotják. Az egyik kézenfekvő magyarázat

erre a hierarchikus elrendeződésre, hogy az a legnagyobb egységnek — a szuperhalmaznak — megfelelő méretű anyagfelhők feldarabolódásából jött létre. A szuperhalmazoknak megfelelő méretű anyagfelhők az ősrobbanást követő lehűlés során szakadoztak szét eszerint az elképzelés szerint. Ez természetesen csak az egyik lehetőség. Van olyan elképzelés is, amely szerint ezek a kezdeti sűrűsödések sokkal kisebbek voltak, és összeolvadásuk során alakultak ki a nagyobb alakzatok.

Ha csak kvalitatívan is át akarjuk tekinteni azokat a folyamatokat, amelyek szerepet játszhattak, eléggé zavaros kép tárul elénk. Mindenesetre úgy tűnik, hogy a kondenzáció kialakításában az alábbi tényezők fontos szerepet játszottak:

- az egységnyi tömegre jutó impulzusmomentum,
- a kezdeti gázsűrűség,
- a gáz hőmérséklete,
- a turbulencia,
- a mágneses tér.

Az egyedüli tényező, amely a mérések számára közvetlen hozzáférhető, az impulzusmomentum, tekintve, hogy zárt rendszerben megmaradó mennyiség. Mindazonáltal nem szabad elfelejtenünk, hogy az impulzusmomentum az egyik helyről a másikra szállítható turbulencia vagy hidromágneses viszkozitás útján. Ezt az utóbbi folyamatot igen gyakran említi F. HOYLE (1960).

A kezdeti mágneses térről is igen homályos elképzeléseink vannak; ha a turbulencia hiányzik és a közeg elegendően vezető, akkor a mágneses fluxus egy adott felületen állandó. Így tehát, ha a gáz összehúzódik, a mágneses tér erőssége az összehúzódtott felhő karakterisztikus méretének négyzetével fordított arányban változik. De azt is tudjuk, hogy a mágneses tér erőssége megnövekedhet egy turbulens közegben a kinetikus energia rovására, így a fluxus nem megmaradó mennyiség. Ezért a galaxisok mágneses térerősségének jelenleg mérhető nagysága nem mérvadó a kezdeti mágneses térerősség nagyságára. Így tehát a kezdeti feltételek megadásában meg lehetőségen önkényesen járhatunk el.

Amikor saját Galaxisunk kialakulását vizsgáljuk, akkor az anyag feldarabolódásának (vagy felépülésének) folyamatából azt a mozzanatot próbáljuk kiemelni, amely Galaxisunk anyagának a környezetétől történő elkülönüléséhez és struktúrálódásához vezetett. Ennek során négy modellt vizsgálunk meg részletesebben.

a) P. J. PEEBLES és R. H. DICKE (1968) elképzelése szerint az első kötött rendszerek, amelyek a táguló univerzumban kialakultak, gömbhalmaznyi tömegű gázfelhők voltak. Ezután ezek a gömbhalmazok összeolvadtak és a galaxisok kialakulásához vezettek. Ennek a modellnek a megfigyelésekkel történt egybevetése során az alábbi nehézségek merültek fel:

1. A nehéz elemek előfordulása a gömbhalmazokban korrelál a Galaxisban elfoglalt helyzettel. Nehezen lehetne megmagyarázni, hogy a fémekben gazdag gömbhalmazok miért koncentrálnak jobban a Galaxis középpontja felé.

2. Ennek a modellnek az alapján azt várnánk, hogy a gömbhalmazok jelentékeny hányada különálló maradt, és nem olvadt össze galaxissá. Jelenleg nem rendelkezünk arra nézve bizonyítékokkal, hogy ilyen nagy mennyiségű intergalaktikus gömbhalmaz létezne.

3. Ez a modell nem magyarázza meg azt, hogy hogyan lehetséges, hogy a gömbhalmazok nagyjából azonos tömegűek, mint a törpe galaxisok, jóllehet, térfogatuk egy 10^3 -os faktoriallal kisebb.

b) A. G. DOROSKEVICS, S. F. SANDARIN és E. SAAR (1978) elképzelése szerint a galaxisok a törpe galaxisokhoz hasonló méretű (esetleg már részben csillagokká

tömörült) gázfelhők összeolvadásából keletkeztek. A következő érvek azt bizonyítják, hogy ez az elképzelés sem felel meg a megfigyeléseknek:

1. A *Kis Magellán Felhőben* és részben a *Nagy Magellán Felhőben*, amelyek nagyjából olyan méretű rendszerek, amelyekből az elképzelés szerint a nagyobbak kialakultak, a gömbhalmazok néhány igen vörös óriás csillagot tartalmaznak ($B-V > 2$). A Galaxisban a gömbhalmazok nem tartalmaznak ilyen csillagokat.

2. A *W Virginis* csillagok a törpe galaxisokban más periódus—fényesség összefüggésnek tesznek eleget, mint a galaktikus gömbhalmazok.

3. A 10 napnál hosszabb periódusú *W Virginis* csillagok gyakoriak a Galaxisban és az *Andromeda-ködben*, de igen ritkák a *Magellán Felhőkben* és teljesen hiányoznak azokban a törpe galaxisokban, amelyeket eddig tanulmányoztak.

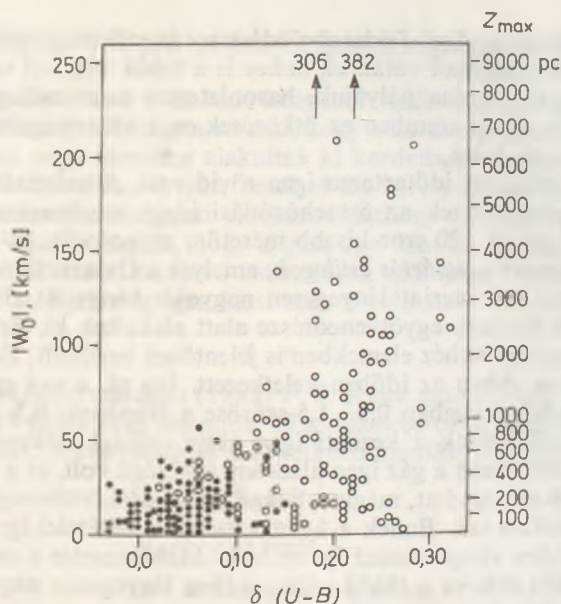
4. Nehéz megmagyarázni ennek a modellnek a keretében, hogy a fémekben viszonylag gazdag gömbhalmazok miért csak a Galaxis középpontja környezetében fordulnak elő.

c) R. B. LARSON (1978) és B. M. TINSLEY (1979) felhívta a figyelmet arra, hogy egy összeroskadó protogalaxisban a *Jeans-tömeg** $10^8 M_{\odot}$ körül lehet mindössze, ennél fogva az anyag az egész protogalaxis tömegénél lényegesen kisebb csomókba sűrűsödik. Ennél a modellnél a csillagok kialakulása a legsűrűbb alrendszerekben történik, amelyek az összeroskadás folyamán fokozatosan megjelennek. Ezek között a sűrűbb csomók közötti ütközések további csillagkeletkezési folyamatot indíthatnak el. Ha meghatározzuk a kémiai elemek gyakoriságának eloszlását a gömbhalmazokban annak alapján, hogy minden egyes csomón belül a keveredés tökéletes, de a csomók között nincsen keveredés, akkor jó egyezést kapunk az elmélet és a halo gömbhalmazainak eloszlása között. Másrésztől azt találták, hogy a rendelkezésre álló megfigyelések jól összeegyeztethetők, ha feltételezzük azt, hogy a protogalaxis homogén volt [*d*] modell], ahol a gáz és a csillagok szabadeséssel roskadtak össze. Ezekben a vizsgálatokban a fő bizonytalanság az, hogy az anyagnak az a része, amely gömbhalmazokba sűrűsödik, függ a kialakulás óta eltelt időtől és a fémtartalomtól.

d) Az első elképzelések arról, hogy a Galaxis egy nagy protogalaxisból roskadt össze a gravitációs tér hatására, WEIZSÄCKERTŐL (1955) és OORTTÓL (1958) származik. Ennek a hipotézisnek részletes tárgyalása O. J. EGGEN, D. LYNDEN-BELL és A. SANDAGE (1962) munkájában található. Ebben a szerzők felhívják a figyelmet arra, hogy jól meghatározott korreláció van a csillagok fémtartalma és a között a magasság között, amelyet mozgásuk során elérhetnek a Galaxis síkja fölött (5.73. ábra). Ezt az összefüggést ők úgy magyarázzák, hogy a csillagok első generációjának kialakulása a Galaxis síkjától nagy magasságban is végbement, míg a fiatalabbak a síkhoz közel születtek. Becslésük szerint a galaktikus gáz kezdeti vastagsága 10 ezer pc körüli volt (ez a maximális magasság, amelyet az öreg csillagok elérnek), míg manapság kisebb, mint 400 pc (ez az a maximális magasság, melyet a fiatal csillagok elérnek). Ennélfogva a csillagok kialakulásának kezdete óta a Galaxis síkjára merőlegesen 25-szörös összehúzódnás történt.

Másrésztől azt látjuk, hogy azoknál a csillagoknál, amelyek elnyúlt pályán keringenek a Galaxis középpontja körül, egy jól meghatározott összefüggés van a fémtartalom és a pálya excentricitása között. Ezek a csillagok mind öregek. A Nap környezetében a nagyobb excentricitású pályákhoz kisebb impulzusmomentum tartozik; ezeknek a csillagoknak az impulzusmomentumuk átlagosan kétszer kisebb, mint a

* A *Jeans-tömeg* annak az anyagfelhőnek a tömege, amely gravitációs instabilitás folytán a környező anyagból lefűződik.



5.73. ábra. A csillagok galaktovertikális mozgása és az ultraibolya excesszus közötti összefüggés. Az ábra arra utal, hogy jól meghatározott korreláció van a csillagok fémtartalma és a között a magasság között, amelyet mozgásuk során elérhetnek a Galaxis síkja fölött. A sötét pontok a galaktikus korong, míg a körök a halo csillagait jelentik. (O. J. EGGEN, D. LYNDEN-BELL és A. SANDAGE, 1962)

közel körpályán keringő csillagoké. Ez az impulzusmomentum egy olyan körpályán keringő csillagnak felel meg, amely 5000 pc-re van a középpontól.

Ilyen módon, ha feltételezzük, hogy a Galaxisban mindig dinamikus egyensúly uralkodott, vagyis hogy a gravitációs és a centrifugális erők között egyensúly volt, akkor a kialakuló csillagok pályái közel kör alakúak voltak. Ennélfogva nehéz megérteni, hogyan alakultak ki a jelenleg megfigyelhető erősen elliptikus pályák. Így ha feltételezzük, hogy egyes csillagok pályaimpulzus-momentuma az idő folyamán nem változott lényegesen, akkor kezdetben a Galaxisban nem lehetett dinamikus egyensúly, vagyis a kezdeti fejlődési szakaszban a gravitációs erő hatására összehúzódott. EGGEN, LYNDEN-BELL és SANDAGE megmutatták, hogyha az összehúzódás lassú volt, akkor a megfigyelttel ellentétben nem alakulhattak ki erősen excentrikus pályák. Ezzel szemben, ha a kezdeti összehúzódás igen gyors volt, egy galaktikus keringés ($2 \cdot 10^8$ év) nagyságrendű, akkor igen nagy excentricitású pályák is kialakulhattak. A kontrakció mértéke a csillagkeletkezés megindulása óta a szimmetriasíkban kb. 10-szeres volt. Ez lényegesen kisebb, mint a síkra merőleges irányban korábban említett 25-szörös érték.

Az a tény, hogy a Galaxis síkja mentén az összehúzódás mértéke kisebb volt, mint a síkra merőlegesen, a Galaxis forgásával magyarázható, minthogy a forgásengellyel párhuzamosan az anyag összerokadását nem gátolja az impulzusmomentum megmaradásának törvénye.

A csillagokká nem sűrűsödött gáz viselkedése más, mint a csillagoké, minthogy az utóbbiakra csak a gravitációs tér hat, míg a gázra ezen kívül a hidromágneses erők is.

Tehát, ha a Galaxis anyagának feldarabolódása során erősen elnyúlt elliptikus pályákon keringő felhők alakultak volna ki, akkor is a többi felhővel való ütközés során lassan körkörösé vált volna pályájuk, hasonlóan azon csillagokéhoz, amelyek később keletkeztek. Ezzel szemben az ütközések csak elhanyagolható hatással vannak a csillagok mozgására.

A kezdeti összehúzódás időtartama igen rövid volt. A számítások azt mutatják, hogy egy olyan gázgömbnek az összehúzódási ideje, amelynek a tömege Galaxisunkéhoz hasonló és 10...20-szor kisebb méretűre zsugorodik, $2 \cdot 10^8$ év. Eszerint a halo és az ún. *átmeneti populációs csillagok*, amelyek a Galaxis tömegének egyötödét, vagy egyes elképzelések szerint lényegesen nagyobb hányadát alkotják, mindössze a Galaxis későbbi életének egyötvenedrésze alatt alakultak ki. Ez alatt a rövid idő alatt a Galaxis anyaga nehéz elemekben is jelentősen bedúsult. Ezeknek az elemeknek legalább 20%-a ebben az időben keletkezett. Így pl. a vas gyakorisága, amely jelenleg a csillagközi anyagban 0,5...1,5-szöröse a Napénak, 0,5...0,75-szöröse volt a Nap elemgyakoriságának a kezdeti igen aktív csillagkeletkezési szakasz végén. Jóllehet, a protogalaxisban a gáz igen alacsony sűrűségű volt, és a kontrakció következtében még fel is melegedett, mégis a benne uralkodó körülmények igen kedveztek a csillagok kialakulásának. Ennek a keletkezésnek a feltételei igen bonyolultak, és még további részletes vizsgálatokat igényelnek. Mindenesetre a nagy tömegű csillagoknak a képződési aránya a többi csillagokéhoz lényegesen nagyobb lehetett kezdetben, mint napjainkban.

Ezek a Galaxis-keletkezési elméletek mind feltételezik, hogy a csillagok a diffúz anyag össz. sűrűsödéséből alakultak ki. A jelenlegi strukturális elrendeződés (csillagok, galaxis, galaxishalmaz, szuperhalmaz) létrejöttét azonban más és más módon írják le. A folyamat megfordítottja is lejátszódik, vagyis a csillagok diffúz anyagot löknek ki magukból a csillagközi térbe, amely kémiai összetételét tekintve dúsabb nehezebb elemekben, mint az az anyag, amiből a csillag született. Ennélfogva a csillagrendszerünk fejlődésének kutatása elképzelhetetlen a gázanyag és a csillaganyag közötti kölcsönhatás tanulmányozása nélkül.

A gáznak a csillagokká történő koncentrálódása igen nehéz elméleti kérdés, és még távolról sincs megoldva. Nagyon valószínű, hogy ez a kölcsönhatás a Galaxis életének korai szakaszában lényegesen különbözött attól, ahogyan ma megfigyeljük. A csillagok által az intersztelláris térbe lökött anyag átlagos mennyisége erősen függ a nagy tömegű csillagok számától, minthogy ezek gyorsan fejlődnek, és valószínűleg életüket szupernovaként fejezik be, és így anyaguk zömét diffúz anyag formájában visszatáplálják a csillagközi anyagba. Az erre vonatkozó vizsgálatok azt mutatják, hogy a csillagok és a diffúz anyag közötti anyagcsere a kezdeti gyors összehúzódás után kiegyenlítődött, és egy nagyjából stacionárius állapot állt be, továbbá a csillagok keletkezésének „menetrendje” különböző volt a Galaxis különböző alrendszeireiben.

Úgy tűnik, hogy a haloban jelenleg nem alakulnak ki új csillagok. Az itt lévő gáz, mely viszonylag sűrű felhőkké koncentrálódott, létrehozta a gömbhalmazokat, és az az anyag, ami a gömbhalmazok csillagaiból visszalökődött a térbe, elszórt a haloban, és jelenleg túl kis sűrűségű ahhoz, hogy belőle újabb csillagok alakuljanak ki.

A Galaxis korongjában lényegesen más viszonyok uralkodnak. Minthogy a kezdeti összeroskadás során kialakult korongban nagy mennyiségű gáz koncentrálódott, a csillagok jelenleg is keletkeznek. Annak a csillagközi anyagnak a zöme is, amely a korongban született csillagok halála nyomán visszakerül az intersztelláris közegbe, a többi felhővel történő ütközés során energiáját veszítve a korongban marad, és alapanyagul szolgál a későbbi csillaggenerációknak. Mint arra már más fejezetben

utaltunk, a korongban lévő gáz valószínűleg az intergalaktikus térből is kap utánpótlást.

A csillagkeletkezés üteme a Galaxis központi vidékén meglehetősen bizonytalan. A csillagok nagy térbeli sűrűsége arra utal, hogy a kezdeti gázsűrűség igen nagy volt, és a csillagok igen nagy ütemben alakultak ki kezdetben. Ennélfogva átlagosan nagyon öregek. Mindazonáltal a gáz, amelyet az itt elpusztuló csillagok löknek ki magukból, nem marad a központi vidéken, minthogy ez jelenleg meglepően kevés gázt tartalmaz. Feltételezhetjük, hogy a gázt egy állandó „galaktikus szél” vagy a központi vidéken időnként létrejövő robbanások „kifújták”. Mindenesetre a csillagok keletkezési üteme jelenleg igen kicsi ezen a vidéken.

* * *

Az IAU XVIII. kongresszusán (1982) F. J. KERR elnökletével bizottságot állítottak fel az alapvető galaktikus állandók újraértékelésére. A bizottság jelentése alapján az 1985-ös XIX. kongresszuson a következő ajánlást fogadták el:

$$R_{\odot} = 8,5 \cdot 10^3 \text{ pc},$$

$$\Theta_{\odot} = 220 \text{ km/s},$$

$$A = 14,5 \text{ km s}^{-1}/10^3 \text{ pc},$$

$$B = -12 \text{ km s}^{-1}/10^3 \text{ pc}.$$

Irodalom

- ALLEN, C. W.: *Astrophysical Quantities*. University of London, the Athlona Press 1973.
- BAHCALL, J. N.: *Star Counts and Galactic Structure*. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, Vol. 24 (1986) p. 577.
- GINZBURG, V. L., SIROVATSKI, S. I.: *The Origin of Cosmic Rays*, Pergamon Press 1964.
- HANNES, D., MADORE, B. (Eds.): *Globular Clusters*. Cambridge University Press 1978.
- HOUSTON, B. P., WOLFENDALE, A. W.: *Gamma Ray Astronomy*. *Vistas in Astronomy*, Vol. 26, p. 107.
- LEQUEUX, J.: *Structure and Evolution of Galaxies*. Gordon and Breach Science Publishers, 1969.
- MIHALAS, D., BINNEY, J.: *Galactic Astronomy*. W. H. Freeman Co. 1981.
- OORT, J. H.: *Stellar Dynamics*. In „Galactic Structure”. Ed.: BLAAUW, A., SCHMIDT, M. The University of Chicago Press Chicago & London 1965, p. 455.
- OORT, J. H.: *The Galactic Center*. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 1977. Vol. 15, p. 295.
- SANFORD, P. W., LASKARIDES, P., SALTON, J. (Eds.): *Galactic X-ray Sources*. John Wiley & Sons 1982.
- SCHAIFFERS, K., VOIGT, H. H. (Eds.): *Landolt-Börnstein New Series*. Vol. 2.: *Astronomy and Astrophysics*, Springer-Verlag, Berlin—Heidelberg—New York 1982.
- SCHAEFFLER, H., ELSÄSSER, H.: *Bau und Physik der Galaxis*. Bibliographisches Institut Wissenschaftsverlag, Mannheim—Wien—Zürich 1982.

6. EXTRAGALAKTIKUS CSILLAGÁSZAT

A huszadik század csillagászatának egyik kétség kívül leggyorsabban fejlődő ága az, amely a Tejútrendszer határain kívül található objektumok — azaz az extragalaktikus objektumok — fizikai és kémiai tulajdonságainak, térbeli elrendeződésüknek, eloszlásuknak vizsgálatát tűzte ki célul. E tudományterület tárgya tehát — legalábbis geometriailag — eléggé pontosan definiálható. Sokkal nehezebb dolog volna olyan értelmezését adni az extragalaktikus csillagászat kifejezésnek, amelyből egyértelműen kiderülne, hogy milyen típusú égitesteket hívatottak vizsgálni e tudományág művelői. Természetes, hogy az általuk tanulmányozott objektumok között első helyen a Tejútrendszeren kívüli csillagrendszerek, azaz az extragalaxisok állanak. Utóbbiaknak azonban annyi változatát, egymástól teljesen elütő formájú, színeképű, tömegű, sűrűségeloszlású képviselőjét fedezték föl az elmúlt háromnegyed évszázadban, hogy még mindenki által elfogadható osztályozási rendszerük sem született meg napjainkig.

Legáltalánosabb értelemben *extragalaxisnak* (vagy *galaxisnak*) nevezzük azokat a Tejútrendszerhez nem tartozó kozmikus objektumokat, amelyek egynél több csillagot (is) tartalmaznak. E definíció szerint tehát a pusztán gázból vagy porból álló távoli felhőket nem tekintjük galaxisoknak, de persze azért ezek, továbbá minden, legfeljebb egyetlen csillagot tartalmazó, Galaxison kívüli objektum vizsgálata is az extragalaktikus csillagászat tárgykörébe vág.

Annak eldöntése, hogy egy égitest a Tejútrendszer határain belül, vagy pedig azon kívül helyezkedik-e el, sok esetben egyáltalán nem egyszerű. Így azután semmi okunk sincs csodálkozni azon, hogy bár az igazán széles körben ismert *Andromedaköd*ről már egy tizedik században élt arab csillagász, AL-SUFI is említést tett, csupán századunk első negyedében sikerült arról egyértelműen bebizonyítani, hogy extragalaxis. E példa is rávilágít a gigantikus kozmikus távolságok mérésének elsőrendű fontosságára az extragalaktikus csillagászat szemszögéből.

Bár szeretnénk elkerülni a tudományos szubjektívizmus vádját, nem hagyhatjuk szó nélkül azt a tényt, hogy az extragalaktikus csillagászat jelenleg már százezerszer távolabbi objektumokat tanulmányoz, mint amilyen messze a legtávolabbi galaktikus objektumok vannak. Ez azt jelenti, hogy 10^{16} -szer akkora térfogatú tartományban, mint amekkorának napjainkban a Tejútrendszert tartjuk, hozzávetőlegesen százmilliárdszor vagy egybilliószor annyi anyag viselkedését figyelhetjük meg, mint amennyi a Galaxisban van. Ráadásul e számok pusztán a jelenlegi műszereinkkel megfigyelhető térrészre vonatkoznak, és a megfigyelési módszerek és a mérés technika további fejlődésével (talán már a közeljövőben) hamarosan igen szerény becsléseknek bizonyulhatnak. Mindezek alapján nyilvánvaló, hogy e meglehetősen hagyományos felépítésű csillagászati kézikönyvben, amelyben a terjedelem alig tíz százaléká-

utott csak az extragalaktikus csillagászatnak, csupán a tudományterület legáltalában használt és immár kevésbé vitatott eredményeinek taglalására kerülhet sor. Ez azonban nem zárja ki azt, hogy néhány fontos, de napjainkban még eldöntetlen vagy eldönthetetlen kérdéstről is szó essék.

6.1. Az extragalaxisok fontosabb adatait tartalmazó katalógusok

A három, szabad szemmel is könnyen azonosítható extragalaktikus csillagrendszeren (az *Andromeda-ködön*, továbbá a 16. század elején felfedezett *Kis és Nagy Magellán Felhőn*) kívül még a távcső feltalálása és csillagászati alkalmazása után százszázalékosan sem ismertek többet a csillagászok, amint az E. HALLEY 1715-ben közreadott jegyzékéből is kiderül. A legkorábbi olyan csillagászati katalógus, amely már tekintélyesebb számban ismertet azóta extragalaxisnak bizonyult objektumokat, a CHARLES MESSIER francia csillagász által 1771-ben közzétett, 45 égitestet felsoroló jegyzék. Ebben 6 galaxis kapott helyet, majd 1780-ban megjelent második, bővített kiadásában már 19-et találhatunk. A MESSIER által kiadott utolsó katalógus (1781) 103 „kődös” objektumából ma 39-ről bizonyítható, hogy Tejútrendszeren kívüliek. A katalógusban felsorolt objektumokra mind a mai napig M betűvel és az azt követő számmal szokás hivatkozni. A „103” égitest közül azonban az M40 kettőscsillag, az M73 egy négy tagból álló szoros csillagcsoport (ún. *aszterizmus*), az M91 nem tekinthető, végül az M101 és M102 jelű objektumok azonosak.

A MESSIER által összeállított katalógus nagy népszerűsége később oda vezetett, hogy azt többször is kiegészítették (C. FLAMMARION, H. S. HOGG és O. GINGERICH 1910-ig, majd legutóbb 1967-ben K. G. JONES hozzácsatolta az M31 kísérőgalaxisát, az M110-nek keresztelve a korábban NGC 205-ként ismert égitestet). Így ma 106 MESSIER-objektumról tudunk, s ezek közül 39 extragalaktikus.

MESSIER harmadik jegyzékének kézhezvétele után WILLIAM HERSCHEL kezdett el szisztematikus észleléssorozatot, melynek célja csillaghalmazok és „kődök” keresése és katalógizálása volt. 1802. december 30-ig több, mint tizenkilenc esztendei munkával körülbelül 2500 ilyen objektumot fedezett fel. Eredményeit három katalógusban adta nyilvánosságra. Az elsőben, amely 1786-ban látott napvilágot, 1000 objektum szerepel, ezeket nyolc osztályba sorolta. A HERSCHEL által definiált osztályok: fényes ködök, halvány ködök, igen halvány ködök, planetáris ködök, igen nagy ködök, nagyon sűrű és gazdag csillaghalmazok, eléggé sűrű és gazdag csillaghalmazok, és végül meglehetősen szétszórt csillaghalmazok. Ezen felosztásnak megfelelően az objektumok túlnyomó többsége (778 db) a második és a harmadik osztályba tartozott. Második katalógusában (1789) újabb ezer, majd a harmadikban (1802) további ötszáz ködöt és halmazt osztályozott HERSCHEL. Az összesen 2500 objektum osztályok szerinti megoszlása a következő:

I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
288	910	985	78	52	42	67	88

Lehet egészen biztos, hogy téves pozíciómeghatározások, hibás feljegyzések és azonosítások miatt a három katalógusban több olyan objektum is van, amely nem kap egyszerű szerepet, az osztályok népessége alapján ma már az is nyilvánvaló, hogy a katalógizált objektumok többségét az extragalaxisok teszik ki. HERSCHEL jegyzékében szereplő égitestek azonosítására H betűt követő római és arab számok szolgál-

nak. Előbbiek az illető objektum típusára utalnak, utóbbiak pedig azt adják meg, hogy ezen osztályon belül hányadikról van szó.

Talán érdemes megjegyezni, hogy míg eleinte meg volt győződve róla, hogy az általa felfedezett égitestek távoli, önálló „világegyetem-szigetek”, addig — elsősorban a planetáris ködök tanulmányozása során szerzett élményei hatására — élete vége felé HERSCHEL már úgy tartotta, hogy azok a csillagrendszerünkben levő „valódi ködök”.

A ködök kutatását fia, JOHN HERSCHEL folytatta, aki 1833-ban közzétett katalógusában 2307 objektumot sorolt fel és osztályozott, némileg részletesebben leírva azokat, mint édesapja. (E katalógus objektumaira h betűvel kezdődő karaktercsoporttal utalnak.) J. HERSCHEL ezt követően négy esztendőn Dél-Afrikában töltött, ahol többek között sikerült felfedeznie mintegy 1700 déli halmazt és ködöt. Ekkortájt már egyre nehezebbé tette a munkát — az objektumok azonosítását —, hogy nem készült olyan összefoglaló *általános katalógus*, amelyben valamennyi ismert köd és halmaz koordinátáit meg lehetett volna találni, mégpedig egyetlen epochára vonatkoztatva. Ezért vágott bele az ifjabb HERSCHEL abba a rengeteg számolással és egyeztetéssel járó munkába, amelynek eredményeként számos jegyzék és katalógus adatainak gondos összeválogatása után 1864-ben megjelenhetett az 5079 objektumot felsoroló *Általános Katalógus* (A General Catalogue of Nebulae and Clusters of Stars). Ez az általában GC-nek rövidített mű növekvő — 1860,0-ra vonatkoztatott — rektaszcenzióértékek szerint rendezve adta meg az égitestek adatait. Az Általános Katalógus a ködök kutatóinak legfontosabb kézikönyve lett a múlt század utolsó harmadában, de sok kutató az újabb összefoglaló jegyzékek kiadása után is ragaszkodott a GC használatához, mert annak adatai sok szempontból egységesebbek, homogénebbek voltak, mint az újabban kiadottakéi.

Minthogy ez idő tájt szinte semmit sem tudtak a listába veti égitestekről, fontosnak tartották gondosabb, precízebb megfigyelésüket. A pontosság iránti igény ekkor még csupán egyetlen dolgot jelenthetett, koordinátamérést. Azt remélték, hogy néhány évtized alatt helyzetmeghatározások összehasonlítása révén eldönthetik majd, hogy e ködök a Tejútrendszerhez tartoznak-e, vagy óriási távolságokban úszó „világ-szigetek”. A kitartóan végzett mérésorozatok, ha nem is tették lehetővé a ködök sajátmozgásának vagy pláne parallaxisának megállapítását, mindenesetre rámutattak arra, hogy a GC-ben számos objektum pozíciója pontatlan. Más kutatók munkája nyomán számos újabb köd vált ismertté, így megérett a helyzet egy javított és bővített GC kiadására. Az *Új Általános Katalógust* (A New General Catalogue of Nebulae and Clusters of Stars — NGC) 1888-ban a dán származású J. L. E. DREYER publikálta, aki a mások által felfedezett objektumokhoz 1172 olyat is csatolhatott, amelyeket maga talált. Az NGC-ben az akkor ismert 7840 ködöt és halmazt, azok 1860,0-ra vonatkozó koordinátáit, e koordinátaértékek 1880,0-ra számított évi precesszióját, a W. HERSCHEL által kialakított klasszifikációs rendszer szerinti tömör leírásukat, továbbá az adatok forrására utaló referenciákat találhatunk. Bár természetesen ebbe az újabb katalógusba is becsúsztak hibák, mégis azt kell mondanunk, hogy DREYER meglehetősen jó érzékkel válogatott a rendelkezésére álló adatok közül, amelyek között számos átfedés is akadt, de gyakran úgy, hogy míg az illető objektumok koordinátái megegyeztek, addig a különböző szerzők által azoknak tulajdonított jellemzők esetleg homlokegyenest ellentétben állottak egymással.

Az NGC-ben felsorolt égitestek 85%-áról a hatvanas években derült ki — elsősorban F. ZWICKY és munkatársai kitartó vizsgálódásai nyomán —, hogy azok extragalaktikus rendszerek. Bár az NGC az extragalaktikus kutatásokról szóló beszámolókból talán a leggyakrabban hivatkozott katalógus, természetesen ez sem teljesen pon-

tos. Számos halvány objektumának azonosítása kétséges, vagy egyenesen lehetetlen, de még a fényesebb ködök identifikálása sem mindig egyértelmű az NGC adatai alapján (ez utóbbira jól ismert példa a *Virgo* csillagképben található NGC 4341, NGC 4342 és NGC 4343 esete).

1895-ben ugyancsak DREYER tette közzé az NGC első kiegészítését, az *Index Katalógust* (Index Catalogue of Nebulae found in the Years 1888 to 1894 — IC I). Ebben az NGC-ben megjelent adatok helyesbítésén, az azokhoz fűzött jegyzeteken kívül újabb 1529 objektumra vonatkozó információk találhatók.

A fényképezés fejlődése ekkorra már lehetővé tette, hogy a viszonylag halvány, kis kiterjedésű és diffúz objektumokat is lefotografálják. E területen a legjelentősebb munkát M. WOLF heidelbergi csillagász, később mint a Königstuhl Sternwarte (csillagvizsgáló) igazgatója végezte, aki 1890-től rendszeresen és módszeresen fényképezte az égboltot. Az általa kiválasztott területeken mintegy 6000 olyan ködöt sikerült találnia, amelyeknek csupán csekély hányada szerepelt az NGC-ben. Az általa talált objektumok adatait a *Königstuhlnebellisten* (Königstuhl-i ködjegyzékek) néven ismertté vált jegyzékekben tette közzé. Legmeglepőbb felfedezései közé tartozott a hatalmas *Coma* galaxishalmaz (1901), majd a *Perseus* galaxishalmaz (1905) felismerése. WOLF a ködöket 23 osztályba sorolta, az osztályokat standardokként választott objektumokkal definiálta, és a-tól w-ig kisbetűvel jelölte (*6.1. ábra*). A 23 típusból hat ún. *galaktikus köd* (elsősorban planetáris ködök), s csak a g-től w-ig terjedő jelölések vonatkoznak — mint utóbb kiderült — extragalaxisokra. A déli féltekén ez idő tájt a Harvard Observatorynak a perui Arequipában felállított megfigyelőállomásán folyt a legszorgosabb munka, ahol a WOLFÉVAL összemérhető mennyiségű fotografikus megfigyelést végeztek. Az említett időszak alatt azonban még vizuális észlelésekkel is számos új ködöt lehetett találni (S. W. BURNHAM és mások összesen több százat fedeztek föl).

A *Második Index Katalógus* — ugyancsak DREYER összeállításában — 1908-ban jelent meg (Second Index Catalogue of Nebulae and Clusters of Stars — IC II). Ebben az 1895 és 1907 között felfedezett 3857 égitest adatai szerepelnek, közöttük mintegy 1300 a Königstuhl-i ködjegyzékekből, de DREYER nem volt hajlandó belevenni a *Coma* galaxishalmazhoz tartozó parányi ködfoltokat, mert ezekről azt tartotta, hogy nem egyebek a nagy ködben megfigyelhető sűrűsödéseknél, csomóknál! Az IC II-ben megjelent egy újabb típus — legalábbis ami az objektumok leírását illeti, újnak kell tekintenünk —, a spirál alakúnak tűnő ködök esetében „spir” megjelölést használtak. Érdemes felfigyelni erre a talán mellékesnek látszó körülményre; azt jelzi ugyanis, hogy a korábban vizuálisan végzett megfigyelések során alig-alig láttak spirálszerkezetet a kutatók, míg a fotolemezeken a spirálkarok jól kivehetőkké váltak. A magyarázat elsősorban abban keresendő, hogy a fényképezés révén a galaxisok kékebb régiói váltak „fontosabbakká”, hiszen a korai fotolemezeken csupán az ibolyántúli, az ibolya és a kék fényre voltak érzékenyek, míg ezzel szemben az emberek általában a sárgászöld vagy a zöldessárga fényt érzékelik a legjobb hatásfokkal, ami a spirálstruktúra felismerése szempontjából kifejezetten előnytelen. Ugyanakkor már több órás expozíciók nyomán már ezeken az „ősi” fotolemezeken is ki tudtak alakulni olyan halovány objektumok képei, amelyek vizuálisan még a rendelkezésre álló legnagyobb távcsövekkel sem voltak detektálhatók. Éppen amiatt viszont, hogy századforduló táján a csillagászati fényképezésben még nem alkalmazhattak jól megdöntött, uniformizált eljárásokat és azonos tulajdonságú anyagokat, a különböző obszervatóriumok kutatói által felvett képeken nagyon eltérő fényességű objektumok hagytak nyomot. Így a sok észlelő adatai alapján összeállított IC II meglehetősen egyenes, inhomogén lett, ami abban is megnyilvánul, hogy míg bizonyos területeken



6.1. ábra. M. WOLF 1908-ban publikált ködostályozási rendszere. Az a, b, ..., f betűkkel jelölt típusok utóbb Tejútrendszeren belüli objektumoknak bizonyultak, így azok képét itt nem mutatjuk be

még 17^m látszólagos integrált fényességű galaxisok is bekerültek a katalógusba, addig vannak olyan tartományok, amelynek ködfoltjai közül esetleg már a 15^m, 7... 16^m-sak is hiányoznak.

Az extragalaktikus csi lagászat első virágkorát a tízes-húszas években élte. A világ minden táján, a legnagyobb obszervatóriumoktól a magáncsillagdáig számos intézetben folyt a halvány, diffúz ködfoltok tulajdonságainak kutatása, elsősorban fotografikus módszerekkel. A megfigyelések nyomán több jelentős cikk, katalógus is született. Különösen nagy részt vállalt e munkából az amerikai Harvard Observatory, amelynek egy igen fontos kiadványa, az *Annals of the Astronomical Observatory of Harvard College* 88. kötete egyszerre hét ilyen katalógust is tartalmazott. Közülük minden bizonnyal az a legfontosabb, amelyet H. SHAPLEY és A. AMES állított össze: A Survey of the External Galaxies brighter than the thirteenth Magnitude (A tizenhárom magnitúdónál fényesebb extragalaxisok felmérése — 1932-ből). Ez volt a legelső olyan katalógus (a továbbiakban SA-katalógus), amelynek készítése során azt a célt tűzték ki összeállítói, hogy *kizárólag extragalaktikus objektumok* kerüljenek bele (s e célt szinte hibátlanul sikerült is elérniük, hiszen alig néhány galaktikus ob-

jektum kapott benne helyet), s amelynek készítése során arra is ügyeltek, hogy egy bizonyos — a jelen SA-katalógus esetében 12^m9 — látszólagos fényesség határig a katalógus által felölelt égi területeken megfigyelhető valamennyi galaxist listába vegyenek. Az SA-katalógusban 1249 objektum adatai kaptak helyet, közülük 1025-nek a látszólagos integrált fotografikus fényessége esik a fentebb megadott határ alá (!). A galaxisok fényességét rövid gyűjtótávolságú kamerákkal felvett képek alapján határozták meg oly módon, hogy képüket standard csillagok képével hasonlították össze. A katalógus a magnitúdóértékeken kívül tartalmazza még az objektumok 1950,0 epochára számított koordinátáit, átmérőiket és Hubble-féle morfológiai típusukat. A fényesség- és átmérőadatokról később kiderült, hogy nem egészen pontosak, szisztematikus hibáikat DE VAUCOULEURS tanulmányozta.

J. E. KEELER, aki a Mount Wilson Observatoryban készített fényképfelvételeket a századfordulón a ködfoltok tanulmányozására, megsejtette, hogy ezen objektumokból irdatlan soknak kell lennie. Úgy vélte, hogy már az akkor rendelkezésre álló fotoanyagokon is mintegy 120 000 ködöt lehetne megörökíteni, ha végigfényképeznék az égboltot. Már ez a korai eredmény is utalt tehát arra, hogy szinte értelmetlen vállalkozás továbbra is általános, minden egyes objektumot tartalmazó katalógusokat készíteni. Mégis történt egy kísérlet az összes föllelhető galaxis adatainak összegyűjtésére. K. LUNDMARK vállalkozott rá, hogy egy adatbankot hozzon létre a Lund Royal University Observatoryban (Svédország), de a vállalkozás végül olyan előre nem látható nehézségeket is hozott, hogy a tervezett *Lund General Catalogue of Nebulae and Clusters of Stars* (LGC) ebben a formában nem valósulhatott meg. A megoldást másfelé kellett keresni. A csillagászati felvételeken található galaxisnyomokat ezután jószerivel csupán geometriai pontoknak kezdték tekinteni, és pusztán a lemezeken való eloszlásukkal foglalkoztak. Előbb HUBBLE számlált meg 44 000 galaxist, majd a Harvard College Observatoryban készült fotókon „térképeztek föl” körülbelül egymillió darabot, amelyek közül ráadásul 170 000-nek még a látszólagos fényességét is megbecsülték. A Lick Observatoryban (USA) végzett kutatások nyomán 800 000 extragalaxis eloszlását vizsgálták meg és tüntették fel a szintvonalas térképekhez hasonló, a látszólagos kétdimenziós eloszlást szemléltető ábrákon (C. D. SHANE és C. A. WIRTANEN 1967—1976).

Az 1950-es években készítették azokat a felvételeket, amelyek alapjául szolgáltak a teljes északi égboltot és a déli égbolt egy tekintélyes részét ábrázoló fotografikus atlasz, a *National Geographic Society—Palomar Observatory Sky Survey* (NGS—POSS) megalkotásának. A teljes atlasz 1956-ban lett kész, s azon minden korábban készített hasonló jellegű felvételsorozaton megörökített objektumoknál lényegesen halványabbakat is fel lehetett ismerni. Ráadásul e különlegesen jó minőségű fotókat, amelyeket a Palomar Observatory 48 hüvelyk (121,92 cm) nyílású Schmidt-teleszkópjával vettek föl, hanem minden egyes területet végigfényképeztek vörös és narancsszínű fényre érzékeny lemezekre is. Az így kapott 935 lemezpárról mind üveglemezre, mind pedig papírra készítettek negatív kópiákat, amelyeket azután bárki megvásárolhatott. Ettől kezdve az extragalaxisok kutatásába sok olyan intézet is bekapcsolódhatott, amely egyáltalán nem rendelkezett az ilyen vizsgálatokhoz egyébként nélkülözhetetlen óriástávcsövekkel.

A Palomar Observatory Sky Survey északi éggömböt bemutató felvételeit áttanulmányozva és kimérve, valamint további speciális módon felvett képeket fotometrálni gyűjtötte össze F. ZWICKY munkatársaival azt a gigantikus információtömeget, amelynek alapján összeállították a hat kötetben közreadott *Galaxis és galaxishalmaz katalógust* (*Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies — CGCG*). Ebben az

1961 és 1968 között megjelent munkában hozzávetőlegesen 31 350 galaxis és 9700 galaxishalmaz adatait találhatjuk meg. E galaxisok deklinációja nagyobb, mint -3° , lévén, hogy a vizsgálatokból kihagyták azokat a POSS-lapokat, amelyeknek eredetijét túlságosan nagy zenitávolság mellett lehetett csak elkészíteni a Palomar Observatóriumból. A CGCG ugyancsak azzal a szándékkal készült, hogy valamennyi, az átvizsgált területen található, és $15^m,5$ -nél fényesebb extragalaxist felsoroljon. Tekintve, hogy az alkalmazott fotometriai eljárás hibája $\pm 0^m,2$ volt, fenti cél biztosítására minden olyan objektumot bevettek a katalógusba, amelynek látszólagos integrált fotografikus fényessége kisebbnek adódott $15^m,7$ -nál, vagy amelyeké éppen ekkora volt. A CGCG a galaxisok koordinátáin kívül (1950,0 epochára) megadja még NGC, illetve IC-beli sorszámukat, szimbolikus radiális sebességüket (ez a V_r -sel jelölt mennyiség a vákuumbeli fénysebesség és az illető objektum optikai szinképében kimért relatív hullámhosszváltozás szorzata), látszólagos fényességüket, és abban az esetben, ha ez azonosításukhoz szükséges, információt ad alakjukról, esetleges kapcsolataikról szomszédos galaxisokkal. Azon extragalaxisok esetében, amelyekre független források is megadtak látszólagos fényességértékeket, a katalógus (amelyet néha CAT, illetve THE CATALOG néven is idéznek) ezeket is felsorolja. A CGCG a korábban említettektől eltérő módon, nem valamely koordináta szerint rendezve adja meg a galaxisok adatait, hanem aszerint, hogy melyik POSS-lapon található meg. Ugyanilyen szisztémát követve sorolja föl a galaxishalmazokra vonatkozó információkat is, persze egy-egy térképlapon belül már rektaszczenzió szerinti sorrendben.

Ugyancsak az NGS—POSS képeinek kiértékelésével gyűjtötték össze az anyagot a *Galaxisok Morfológiai Katalógusának* összeállítói, a szovjet B. A. VORONCOV-VELJAMINOV és munkatársai (Морфологический Каталог Галактик 1962—1968, hivatkozáskor az angol nyelvű cím rövidítését szokás használni, MCG), akik a négykötetes műben mintegy 29 000 extragalaxist sorolnak föl, és további kb. 5000 objektumról adnak még információkat. Az MCG-ben az égitestek 1950,0-re vonatkoztatott koordinátáin kívül megtalálhatjuk a szerzők által becsült fényességüket ($\pm 1^m,1$ pontossággal, vagy talán inkább ekkora pontatlansággal), más listákból vett látszólagos fényességadataikat, méretüket (általában a belső fényesebb és a külső halványabb tartomány szögátmérőjét is), az ugyanezen területeknek megfelelő intenzitásértékeket (egy meglehetősen önkényes, 1-től 6-ig terjedő skálán), egy ötfokozatú skálán a vizuálisan becsült inklinációs szög (a galaxis főszíja és ráciuszvektora által bezárt szög) értékét, továbbá egy olyan rövidebb-hosszabb jelcsoportot, amely a szerzők szándéka szerint az illető csillagrendszer alakjának, szerkezetének leírására szolgál. Ez utóbbi morfológiai jellemzők értelmezését a katalógus elején található negyven sematikus galaxisrajz hivatott megkönnyíteni. A *Voroncov-Veljaminov*-féle katalógusban az objektumokat szintén a POSS-lapok szerint rendezték el, így katalógusszámuk a következő alakú: *ii-jj-kkk*, ahol *ii* a Palomar atlasz térképlapjának deklinációjára utaló ún. zónaszám, *jj* azt adja meg, hogy a zónán belül hányadik lapon van az illető égitest, míg *kkk* az adott lapon talált galaxisok listáján a vizsgált objektum sorszámát jelenti. Az MCG-ben található morfológiai leírás kiválóan alkalmas arra, hogy egy-egy objektumot a kiválasztott POSS-képen azonosítsunk, de statisztikai feldolgozásra teljességgel alkalmatlan. Ennek az az oka, hogy azonos típusú, sőt azonos kinézetű rendszereket egészen különböző jelcsoportokkal is jellemezhetnek, és különböző galaxisok leírására is használhatják ugyanazt a jelcsoportot. Ráadásul a mintegy hatvan jelből elképesztő számú különböző kombináció állítható össze, hiszen még az egy galaxis jellemzésére használható jelek maximális száma sincs kikötve.

A GÉRARD és ANTOINETTE DE VAUCOULEURS által 1964-ben közreadott *Fényes*

Galaxisok Referencia Katalógusa (Reference Catalogue of Bright Galaxies — RCBG vagy BG) a *Shapley—Ames*-féle katalógus javított és kibővített változataként készült. Ebben 2599 csillagrendszerre vonatkozó adatok találhatóak meg. A listában szereplő galaxisokat 1950,0-es epochára vonatkozó rektaszcenziójuk szerint rendezték sorba, de megtalálhatjuk a táblázatokban NGC- vagy IC-beli sorszámukat, két különböző galaktikus koordináta-rendszerbeli pozíciójukat, szupergalaktikus koordináta-rendszerben megadott hosszúságukat és szélességüket, különböző szerzőktől származó morfológiai adataikat, különbözőképp definiált átmérő-, fényesség- és színjellemzőiket, háromféle sebességüket, esetleges rádiósugárzásukra vonatkozó információkat, továbbá utalást arra, hogy hol jelent meg a legjobb fénykép az illető objektumról. Mindezeket túl még egy teljesen üres oszlopnak is jutott hely a katalógusban, ahová a későbbi optikai vagy rádióészlelések eredményeit írhatjuk be. Míg az RCBG első kiadása elsősorban a fényesebb galaxisokra vonatkozó adatokat közli, az 1976-ban megjelent második kiadásban, amelyben 4364 extragalaxisra vonatkozó 200 000 információ található, már számos olyan csillagrendszert is találhatunk, amelyek látszólagos fényessége 15^m és 16^m közé esik. A második kiadás összeállítása során különös gondot fordítottak arra, hogy belekerüljenek a fontosabb „rendhagyó” galaxisok is, amilyenek például a pekuliáris, a kék, a kompakt, a törpe, a rádió- és a kölcsönható galaxisok.

Az NGC-katalógus felülvizsgált és modernizált változata is megjelent 1973-ban (The Revised New General Catalogue of Non Stellar Astronomical Objects — RNGC), készítői J. SULENTIC és W. G. TIFFT. A mű 5000 NGC-objektum pozícióját és fényességét adja meg, rájuk vonatkozó referenciákat tartalmaz. Az RNGC-ben szereplő valamennyi égitest képét megvizsgálták a POSS-fotókon, s ennek alapján „korhű” képükre utaló, korábban fel sem ismert halovány részekre is kiterjedő jellemzésüket is meg tudták adni.

Az *Uppsala Általános Katalógusban* (Uppsala General Catalogue of Galaxies — UGCG), amelyet P. NILSON tett közzé 1973-ban, 12 921 olyan galaxisra vonatkozó információk szerepelnek, amelyek deklinációja nem kisebb, mint $-2^\circ 30'$. E katalógus tervezése során alapelveként tűzte ki szerzője — aki az összes szükséges vizsgálatot, mérést, számolást maga végezte el —, hogy abban minden olyan galaxis megtalálható legyen, amelynek a POSS két színben felvett lemezein legalább egy ívperc az átmérője. Egy másik fontos kikötése szerint átmérőjének hosszától függetlenül minden olyan extragalaxisnak benne kell lennie az UGCG-ben, amelynek a CGCG-ben megadott látszólagos fényessége $14^m.5$, vagy ennél kisebb érték. A katalógusban a galaxisokra vonatkozó adatok az objektumok 1950,0-ra számított rektaszcenziójának megfelelő sorrendben találhatóak, és szinte minden fontosabb közzétett információt felölelnek.

6.2. Az extragalaxisok távolságának meghatározására alkalmazott módszerek

Az extragalaxisok fizikai tulajdonságainak megismerése szempontjából nélkülözhetetlen távolságuk ismerete. Hiszen hiába tudjuk alakjukról felismerni ezen égitesteket, ha a fotolemezeken mérhető, illetve egészen pontosan e mért értékekből levezethető szögátmérőjüket — és egyéb, közvetlenül pusztán szögértékben kifejezhető jellemző méreteiket — nem vagyunk képesek lineáris távolságokra átszámítani. Hasonlóképp, ezen égitestek látszólagos fényességének méréséből csak akkor követ-

keztethetünk arra, hogy mekkora teljesítménnyel sugároznak, ha legalábbis meg tudjuk becsülni tőlünk mért távolságukat. Azok az irdatlan távolságok azonban, amelyek a csillagrendszereket elválasztják, szinte teljességgel lehetetlenné teszik, hogy a Galaxisban való tájékozódásunkat megkönnyítő módszereket az extragalaxisok világában is kiterjedten alkalmazhassuk.

Az *extragalaktikus távolságmérésre* két olyan alapvető eljárás kínálkozik, amely valamilyen formában a Galaxison belül is használható. Az egyik, a *fotometriai módszer* azon a feltételezésen alapszik, hogy a világegyetem különböző vidékein egymáshoz nagyon hasonlóan viselkedő objektumokkal találkozhatunk, s hogy ez igaz ezen égitestek abszolút fényességére is. Ha tehát képesek vagyunk arra, hogy ezeket a forrásokat fölfedezzük és hozzájuk közeli, jól ismert objektumokkal való hasonlóságukat észrevegyük, akkor nyert ügyünk van, hiszen csak azt kell megállapítanunk, hogy mekkora a különbség a mért látszólagos és feltételezett abszolút fényességük között. A dolog a valóságban persze egy kissé bonyolultabb. Ugyanis a Föld légkörének (pl. zenittávolságtól függő és spektrálisan sem állandó), a csillagközi anyagnak, valamint a galaxisok közötti térben található roppant ritka, de elképesztően tág teret kitöltő ún. *intergalaktikus anyagnak* a rajta áthaladó elektromágneses sugárzást gyengítő, a sugárzás spektrális összetételét eltorzító hatásait ma még nem ismerjük pontosan. Így e hatásokat csak hozzávetőlegesen tudjuk számításba venni, ami óhatatlanul arra vezet, hogy az ily módon leszámított távolságértékek még abban a kedvező esetben is eléggé bizonytalanok lesznek, ha a kiszemelt standard fényű objektumok valóban pontosan olyan teljesítménnyel sugároznak, mint a viszonylag közeli régiókból már jól ismert rokonaik. A másik, a *geometriai*nak is nevezett *eljárás* alapfeltevése az, hogy hasonló típusú, szerkezetű kozmikus objektumok mérete is hasonló, az univerzum bármely csücskében akadunk is rájuk. Ez utóbbi alkalmazása során tehát a felismert és biztonsággal azonosított extragalaktikus objektumok, vagy általában valamely alrendszerük (gömbhalmazuk, planetáris ködük, ionizált hidrogén-területük) szögátmérőjét kell megmérnünk, és az így kapott értékeket kell összehasonlítani a viszonylag közeli hasonló égitestekével. Méreteik arányának feltevéseink szerint eléggé pontosan meg kell egyeznie távolságuk arányának reciprokéval. A fotometriai módszernél már említett nyilvánvaló hibalehetőségeken túl a geometriai módszerek alkalmazhatóságát tovább nehezíti, hogy e távoli források meglehetősen diffúz szerkezetűek, így roppant nehéz megmérnünk, hogy mekkora is pontos szögátmérőjük. Sok esetben erősen függ az illető objektum mért átmérője attól is, hogy milyen távcsővel, illetve milyen műszerrel végeztük méréseinket. Ez elsősorban azzal magyarázható, hogy a különböző optikai rendszerek leképezése nem azonos minőségű, a kialakuló képek kontrasztja eltérő. A távoli ködfoltok vagy azok alkotórészeinek határvonalát pedig annál könnyebb definiálnunk — és emiatt méreteiket megállapítanunk —, minél élesebben körülhatároltak, minél jobban kiugranak környezetükből. További problémát okoz a földi légkör is, hiszen azon kívül, hogy a kozmoszból érkező sugárzás egy részét elnyeli, illetve szétszórja, szüntelenül változó törési tulajdonságai miatt el is keni a vizsgált objektumok képét, ami végeredményben ugyancsak azzal a következménnyel jár, hogy szögátmérőjükre hibás értékeket fogunk kapni.

6.2.1. Fotometriai módszerek

Az 5. fejezetben tárgyaltak között akad néhány olyan módszer, amely az extragalaxisok világában is alkalmazható. Közülük talán legerőteljesebb a cefeidák periódus—fényesség összefüggésének ismeretére alapozott *cefeida parallaxis*. Ennek használata azért előnyös, mert egyrészt e csillagtípusból elég sok egyedet tartalmazhat egy-egy extragalaxis, másrészt mert ezek az objektumok — nagy abszolút fényességük következtében — igen messziről is felismerhetők. A módszer hátránya, hogy viszonylag sok mérést kíván, hiszen nem elég megállapítani, hogy melyek az illető galaxisban található cefeidák, hanem azok fényváltozását is nyomon kell követnünk, egészen addig, amíg pontos periódusukat meg nem kaptuk.

A legfényesebb cefeidáknál mintegy százszor fényesebbek az ismert leglumínózusabb csillagok, a *fényes szuperóriások*. Ez azt jelenti, hogy ilyen csillagokat tízszer olyan messziről is felismerhetünk és kimérhetünk, mint amilyen messziről a cefeidákat tanulmányozhatjuk. Ha tehát biztosan ismernénk ezen objektumok abszolút fényességét, igen jól használható távmérők lehetnének. Sajnos e csillagtípus nagyon ritka. A Tejútrendszerben alig néhány tucatot sikerült felfedeznünk, és úgy tűnik, hogy nem teljesen egyformák. Mai ismereteink szerint ezek az égitestek spektráltípustól függően -9^M és -10^M közötti abszolút fényességűek, így tízmillió parsec távolságból még jól mérhetők, de a bizonytalanság okozta hiba fel magnitúdó értékű, amit a módszer finomításával sem nagyon lehetett csökkenteni. Ennek magyarázata az, hogy az I. populációba tartozó fényes szuperóriások — lévén igen fiatal objektumok — általában olyan helyen találhatóak a galaxisokban, ahol még meglehetősen sok csillagközi anyag is van, ami igencsak bizonytalanná teszi a belé ágyazódott csillagok fotometriáját. Ráadásul e csillagok elég gyorsan fejlődnek, így pillanatnyi fényességük attól is függ, hogy a HRD mely részén tartózkodnak éppen. Ennek megállapítása szintén nem túlságosan egyszerű éppen speciális elhelyezkedésük folytán. Utóbbi hiba alig észrevehető az I. populációba sorolt, de vörös szuperóriások esetében, így remélhető, hogy a jövőben e csillagtípus — részletesebb tanulmányozása után — sok csillagrendszer távolságának pontosításához járul még hozzá.

Míg az I. populációs csillagok a spirálrendszerek és a szabálytalan galaxisok megszokott objektumai, addig az elliptikus rendszerekben e fényes égitestek II. populációs megfelelői szolgálhatnak távolságjelzőül. Bár abszolút fényességük alatta marad az I. populációsokénak, két előnyös tulajdonságuk is van. Egyrészt lényegesen több van belőlük, másrészt nem veszi őket körül intersztelláris anyag, így a nekik tulajdonított fényességérték sokkal közelebb áll a valóságoshoz, mint ifjabb társaik mért fényessége. E csillagokkal 10^6 pc távolságig kaphatunk kielégítő pontosságú adatokat.

Minél távolabbi galaxisok távolságát kívánjuk fotometriai úton megállapítani, annál fényesebb tájékozódási pontokra, nagyobb abszolút fényességű standard fényforrásokra van szükségünk. Tekintve, hogy állandó fényességű csillagok között a fényes csuperóriások viszik el a pálmát, s hogy náluk csak a véletlenek közrejátszása következtében megfigyelhető *eruptív változók* (novák és szupernovák) fényesebbek, több csillagból álló halmazokat vagy asszociációkat kell keresnünk. A csillaghalmazok több tucat, sok száz, esetleg egymillió csillagot is tartalmazhatnak. Tekintve, hogy ilyen sok tagból állanak, átlagos abszolút fényességük egy-egy jól meghatározott típuson belül kevésbé szór, mint az egyedi csillagok esetében. Ráadásul legtöbbször nemcsak egyet-kettőt találhatunk belőlük a galaxisokban, s így statisztikai vizsgálatuk és kiértékelésük pontosabb eredményt szolgáltathat. A *gömbhalmazok* szinte minden galaxistípusban föllelhetők, s lévén, hogy abszolút fényességük elérheti, sőt még is haladhatja a -10^M -t, egészen $2 \cdot 10^7$ pc-ig dolgozhatunk velük. A csil-

lagasszociációk, bár hiányoznak az elliptikus galaxisokból, igen jól használhatóak a többi galaxisfajta távolságának megállapítására, szerencsés esetben egészen $5 \cdot 10^7$ pc-es határig.

Ugyancsak a spirálok és a szabálytalan galaxisok távolságának meghatározását segítheti a *novák* megfigyelése. Bár mint említettük, ezek kitérésének időpontját nem tudjuk előre kiszámítani, mégis ha rendszeresen fotografáljuk távoli csillagrendszerek csoportjait, vagy a nagyobb szögátmérőjű közelebbi galaxisokat, előbb-utóbb találhatunk bennük hirtelen felfényesedő, majd sokkal lassabban elhalványuló novákat. Nem olyan nagy baj az sem, ha éppen fényességmaximumuk idején nem tudtuk megfigyelni őket, hiszen fénygörbéjük leszálló ágának vizsgálata elárulja, hogy mekkorának kellett lennie legnagyobb látszólagos fényességüknek. Ennek és galaktikus, illetve például az M31-ből ismert novák fényességének összevetéséből levezethetjük a novákat tartalmazó galaxisok távolsági modulusát. A módszer $2 \cdot 10^7$ pc-ig alkalmas távolságmérésre.

A nováknál ugyan jóval ritkábban lángholnak fel, viszont számottevően messzebbre világitanak a *szupernovák*. Ezek az objektumok a legkülönbözőbb extragalaxisokban is megtalálhatóak, de sajnos csak mintegy száz évenként villan föl belőlük egy-egy csillagrendszerként. Így elsősorban olyan égi területekre eső galaxisok esetében van reményünk a detektálásukra, amerre igen sok galaxis található. Az ilyen, galaxis-halmazokat is rejtő területeken egy-egy felvételen akár több ezer csillagrendszer képét is megörökíthetjük, így esetleg évente találhatunk ott egy-két szupernovát. Ha a felfedezett égitest látszólagos fényességének időbeli változását nyomon követjük éppúgy mint a novák esetében, következtethetünk az objektumok maximális fényességére. Ebből a távolsági modulus néhány korábbi szupernova-észlelés adataira támaszkodva nyerhető (az szükséges hozzá, hogy rendelkezünk olyan szupernovák látszólagos fényességadataival, amelyek ismert távolságú galaxisokban lobbantak föl). A szupernovák fotometriája révén még $2 \cdot 10^8$ pc távolságban levő rendszerek távolsági modulusának meghatározására (helyesebben becslésére) is reményünk lehet.

6.2.2. Geometriai módszerek

Az extragalaxisokban vannak olyan képződmények, amelyek lineáris mérete egy rájuk jellemző középtérték körül csak kevéssé szóródik. Ezek közül az ionizált hidrogénfelhők, illetve az ilyen anyagból álló hurok alakú fénylő tartományok azok, amelyek révén távolságmérést rendszeresen végeznek. A kisebbek a „H II-loop”-nak nevezett hurkok, csomók. Ezek maximálisan $4 \cdot 10^8$ pc távolból tűnnek még akkorának, hogy jelenlegi műszereinkkel kimérhetők.

A *spirálrendszerekben* és a *szabálytalan galaxisokban* igen gyakran találkozhatunk ragyogó, ionizált hidrogénfelhőkkel, ún. H II-területekkel. Ezek a H II-régiók már sokkal nagyobbak. Közöttük persze a legkülönbözőbb méretűek akadnak (6.1. táblázat), de pontos méréssorozatok révén kiválogathatók közülük a legfényesebbek, illetve megállapítható a luminozitásfüggvényük. A legközelebbi galaxisok hasonló objektumainak vizsgálatából lezármaztatott eloszlásfüggvénnyel való összehasonlítás pedig megadhatja távolságukat, illetve első közelítésként távolsági modulusukat. E módszer 10^8 pc hatótávolságú.

E két eljárás természetesen nem alkalmazható az intersztelláris anyagban szegény, illetve attól teljesen mentesnek tűnő rendszerek esetében.

6.1. táblázat. H II-területek karakterisztikus mérete 16 galaxisban

Galaxis	Szögátmérő d [ívmásodperc]	Lineáris átmérő (számított) D [pc]
Kis Magellán Felhő	156	43,9
Andromeda-köd (M31)	15,4	47,2
NGC 300	3,8	27,8
Triangulum-köd (M33)	9,0	29,9
NGC 628	1,9	74,6
NGC 1300	1,8	121
NGC 1566	0,83	47,3
Nagy Magellán Felhő	371	86,3
NGC 2403	4,6	58,4
NGC 2997	1,0	93,1
NGC 3631	0,90	54,6
NGC 4449	3,2	40,3
NGC 5128	3,2	50,9
NGC 6822	20,0	49,9
NGC 7320	0,83	42,1
Tejútrendszer	—	44,0

6.2.3. Az extragalaxisok globális jellemzőire alapozó távolságbecslési eljárások

A jelenleg ismert legtávolabbi objektumok mintegy 5 milliárd parsec távolságban vannak tőlünk (itt a „vannak” kifejezést pusztán jobb híján vagyunk kénytelenek használni, hisz ha becsléseink helyénvalók, akkor ezen égitestek elektromágneses sugárzása több, mint tizenöt milliárd esztendeje indult útnak, és egyáltalában nem biztos, hogy a kibocsátó források még „ma” is megvannak!). Bár e régióban elsősorban rádiócsillagászati módszerekkel fedezik föl az égitesteket, távolságuk meghatározására az optikai csillagászat kínál lehetőséget. E roppant távoli vidékeken is vannak tehát galaxisok, galaxishalmazok, és rendkívül nagy abszolút fényességű, kompakt objektumok. Távolságuk becslése immáron egy harmadlagos eljárás kidolgozását is megkívánja. Tekintve, hogy vannak ott égitestek, de már nem vagyunk képesek semmilyen alrendszerük, kisebb építőkövük megkülönböztetésére, a megállapítani kívánt távolságú égitestek átfogó, globális tulajdonságainak segítségével eménykedhetünk csak. Az extragalaktikus objektumok esetében három ilyen sajátosság jöhet szóba: *integrált látszólagos fényességük, átmérőjük és integrált színindexük*. Természetesen mindezek az állapotjelzők nagyon különbözőek lehetnek, és amint az a csillagászati felvételekről könnyűszerrel meg is állapítható, valóban különbözőek is. Éppen ezért meg kell próbálkoznunk azzal, hogy olyan osztályokba, csoportokba soroljuk az extragalaxisokat, amelyekben belül már csak elhanyagolható zórás mutatkozik az illető jellemző számértékében. Minthogy eszerint még lehetőség a mérések előtt, illetve azoktól függetlenül kellene elvégeznünk az égitestek valamilyen szétválogatását, szortírozását, legkézenfekvőbbnek az látszik, ha a fotokon állapítható képük alapján próbálkozunk meg ezzel. Az ilyen, elsősorban a megfigyelhető alak, szerkezet szerint történő klasszifikációt nevezik *morfológiai osztályozásnak*,

és amint a következő részben majd láthatjuk, a csillagászok igazán serényen tevékenykedtek e téren az utóbbi hatvan esztendőben, tucatnyi klasszifikációs rendszert dolgozva ki.

Az extragalaxisok integrált látszólagos fényességének meghatározására ma már több módszerrel is rendelkezünk, így hozzávetőlegesen $18^m \dots 20^m$ -ig megoldható ez a feladat. A kérdés csak az, hogy milyen messziről ismerjük még föl azokat a rendszereket, amelyeket a mérések szempontjából azonos abszolút fényességűeknek tekinthetünk. Sajnos az elliptikus csillagrendszerek olyannyira hasonlóak egymáshoz, hogy azonos kinézésű reprezentánsaik között is sok fényrend különbség lehet. Ez a galaxistípus tehát kiesik vizsgálataink köréből. Maradnak a *spirálok* és a *szabálytalan galaxisok*. Közülük — ha nagy távolságok meghatározására kívánjuk alkalmazni a módszert — elsősorban a spirálokra számíthatunk. Ezekre jól definiált luminozitási osztályok, azaz eléggé pontos abszolút fényességértékek állnak rendelkezésünkre. Segítségükkel tehát elvileg oly messzire lévő galaxisok és galaxishalmazok távolságát tudjuk megbecsülni, mint amilyen messziről még e rendszerek osztályba sorolását elfogadható biztonsággal elvégezhetjük. Mindezek figyelembevételével e módszer hatókörét 10^8 pc-nek szokás tekinteni.

Az *elliptikus galaxisokról* sem mondhatunk azonban le, hisz igen sok távoli halmazban elsősorban ilyeneket találunk, sőt gyakorta elliptikus rendszer a galaxishalmazok legfényesebb objektuma is. A meglehetősen szimmetrikus, szinte geometriai szabályosságú, ellipszoidnak tűnő csillagrendszerek luminozitási osztályozása a spirálokéhoz hasonlóan nem vihető végbe. Esetükben más lehetőségünk van abszolút fényességük kifürkészésére. Kiderült róluk, hogy széles sávú fotometriai rendszerek által definiált színindexeik (pl. a közismert $U-B$) jól korrelálnak ezzel. Így többszínfotometriai vizsgálatuk révén szintén mintegy 10^8 pc-ig becsülhetjük meg távolságukat, illetve azon galaxiscsoportok, halmazok távolságát, amelyhez szemmel láthatólag tartoznak.

Végül a fotometriai módszerek közül utolsóként említsük még meg azt, amelynek során a galaxishalmazok legfényesebbnek tűnő elliptikus csillagrendszerei látszólagos fényessége alapján történik a távolságbecslés. E módszer alkalmazását az teszi lehetővé, hogy egy-egy népes halmazban oly sok elliptikus galaxis található, hogy közülük a legfényesebbek — illetve talán még nagyobb valószínűséggel a harmadik, ötödik, tizedik legfényesebb — lényegében azonos luminozitásúaknak vehetők, függetlenül attól, hogy az univerzum mely részén is található. Így ezen eljárás lehetőséget kínál olyan halmazok távolsági modulusának meghatározására, amelyek a $0,5 \dots 50 \cdot 10^8$ pc távolságintervallumba esnek.

A már jelenleg is kellő biztonsággal használható geometriai módszerek választéka nem túl nagy. A spirálgalaxisok esetében azonban megállapítható a különböző morfológiai osztályokba tartozó rendszerek átmérőjének legvalószínűbb értéke, így fotolemezeken mérhető méreteikből mintegy $5 \cdot 10^8$ pc határig származtathatjuk le távolságukat.

Az ismertetett módszerek legtöbbször önmagában, illetve egyedi objektumok esetében természetesen a kívántnál sokkal pontosabb becsléseket tesz csak lehetővé. Éppen ezért mindig arra törekednek a kutatók, hogy a távolsági modulus értékének pontosítása céljából a vizsgált égitestekre alkalmazható minden lehetséges módon elvégezzék a becsléseket, s az így kapott eredményeknek a különböző eljárásokban rejlő hibalehetőségek figyelembevételével kialakított súlyozott átlagértékét tekintik a keresett távolság legvalószínűbb értékének. Ez azt jelenti, hogy sokszor három-, négy-, vagy közelebbi rendszerek esetében esetleg hét-nyolc, egymástól lehetőleg teljesen független mérésorozat adatait is feldolgozzák. A távolságbecslések pontosítá-

sának másik lehetséges útja az, amikor a meghatározandó távolságú objektum több alrendszerének távolságát becslik meg egymástól függetlenül, s ezek átlagaként definiálják a magasabb hierarchikus fokon állót. Ez egyedi galaxisok esetében több fényes változójuk, szuperóriásuk, novájuk, H II-területük, asszociációjuk vagy halmazuk fényességének mérését, galaxishalmazok esetén minél több tagjuknak fényesség-, színindex-, átmérőmérését, illetve szerencsés esetben a halmaz különböző tagjaiban föllángolt szupernovák fényváltozásának nyomon követését jelentheti.

A világegyetem eddig föltárt részében érvényesülni látszik egy olyan, minden igazán távoli extragalaktikus objektumot egyaránt érintő törvényszerűség, amely egy további lehetőséggel szolgál ezen égitestek távolsági modulusának (feltehetően nagyságrendi) becslésére. 1931-ben E. HUBBLE és M. HUMASON megfigyelték, hogy a galaxishalmazok tagjainak átlagos integrált látszólagos fotografikus fényessége igen jól korrelál ezen rendszerek színképvonalainak eltolódásából származtatott sebességükkel. Tekintve, hogy a színképi jellemzők a halmazok minden tagjának színképében a hosszabb hullámok felé csúsztak el, e jelenséget leggyakrabban *vöröseltolódás*ként szokták említeni, és *Hubble—Humason-törvénynek* nevezik az 1931-ben feltárt összefüggést:

$$\log v = 0,2m_{pg} + 0,5. \quad (6.1.1)$$

Ebben v a halmaz tagjai megfigyelt radiális sebességének átlagát jelenti (km s^{-1} -ben kifejezve) m_{pg} pedig átlagos integrált látszólagos fényességüket a fotografikus tartományban. A csillagászati magnitúdóskála definíciójából (lásd a 4.1. fejezetet) és (6.1.1)-ből következik az alábbi lineáris összefüggés:

$$v = HR, \quad (6.1.2)$$

amelyben H a lineáris összefüggés „meredekségét” megadó ún. *Hubble-állandó*, míg R az illető galaxishalmaz távolsága [előbbit szokás $\text{km s}^{-1} (10^6 \text{ pc})^{-1}$, míg utóbbit 10^6 pc egységekben kifejezni]. Az abszolút csillagászati fényrend definícióját is (lásd a 4.1. fejezetet) figyelembe véve, a *Hubble-állandó* értékére az alábbi összefüggést kaphatjuk:

$$\log H = 0,2M_{pg} + 5,5. \quad (6.1.3)$$

E kifejezésben M_{pg} -vel jelöltük a galaxishalmazok tagjainak — remélhetőleg az univerzum minden zugában azonos — átlagos abszolút fotografikus fényességét. A két amerikai kutatónak 1931-ben még a legközelebbi extragalaxisoknak, a lokális csoporthoz tartozó hét csillagrendszernek abszolút fényessége állt csak rendelkezésére, s minthogy ezek átlagértéke $-13,5$ -nek adódott, H -ra $630 \text{ km s}^{-1} (10^6 \text{ pc})^{-1}$ értéket kaptak. A *Hubble-állandó* azóta tekintélyes karriert futott be, s hosszú időn át monoton csökkenni látszott, ahogyan az egyre újabb és újabb vizsgálatok nyomán fokozatosan kiderült, minden korábbi abszolút fényességbecslés túlságosan szerénynek bizonyult. A lokális csoport tagjainak átlagfényessége alapján például (ami SANDAGE, HOLMBERG és DE VAUCOULEURS vizsgálatai szerint -17^m_0) H -ra $125 \text{ km s}^{-1} (10^6 \text{ pc})^{-1}$ adódik. A galaxisok lokális csoportja azonban — mint elnevezéséből is sejtethető —, csupán meglehetősen szerény kis minta a csillagrendszerek mintegy százmilliárdos táborából, így egyáltalán nem biztos, hogy tagjai abszolút fényességének átlaga pontosan megegyezik az „átlagos extragalaxiséval”. Emiatt, no meg a további számos kiválasztási hatástól tartva, a kutatók igyekezete arra irányult az utóbbi évtizedben, hogy lehetőleg minél több, köztük sok távolabbi csillagrendszer abszolút fényességét, illetve első közelítésben távolsági modulusát megállapítsák, méghozzá a lehető legkülönbözőbb módszerek segítségével. Az így kapott adatok alapján leszármaztatott H értékeket a 6.2. táblázatban foglaltuk össze.

6.2. táblázat. A Hubble-állandó értéke különböző szerzők véleménye szerint

Szerző(k)	Év	H [km s ⁻¹ (10 ⁶ pc) ⁻¹]
A. R. SANDAGE, G. A. TAMMANN	1974	55,5 ± 8,7
A. R. SANDAGE, G. A. TAMMANN	1975	57 ± 3
S. VAN DEN BERGH	1975	95 (+15, -12)
A. R. SANDAGE, G. A. TAMMANN	1976	50,3 ± 4,3
R. B. TULLY, J. R. FISCHER	1976	80
J. HEIDMANN	1977	83 ± 19
D. LYNDEN-BELL	1977	110
P. J. E. PEBBLES	1977	42...77
P. J. E. PEBBLES	1977	33...85
V. VISVANATHAN	1979	50,8
V. VISVANATHAN, A. R. SANDAGE	1977	49,3 ± 4
M. BIRKINSHAW	1979	5 < H < 50
G. DE VAUCOULEURS	1979	100 ± 10
D. A. HANES	1979	80 ± 11
JR. R. C. KENNICUTT	1979	60 (+15, -10)
JR. R. C. KENNICUTT	1979	65
M. AARONSON et al.	1980	95 ± 4
JR. R. C. KENNICUTT	1980	55
J. MOULD et al.	1980	65 ± 4
M. STENNING, F. D. A. HARTWICK	1980	75 ± 15

6.3. táblázat. Extragalaktikus távolságok mérése szempontjából fontos módszerek

Módszer megnevezése	Mely galaxistípus esetében alkalmas?	Hatókör [10 ⁶ pc]
Cefeida parallaxis	Spirál, szabálytalan	0...4
Vörös óriások (II. populáció)	Elliptikus	0...1
„H II-loop”-ok átmérője	Spirál, szabálytalan	0...4
Fényes kék szuperóriások	Spirál, szabálytalan	0...25
Fényes vörös szuperóriások	Spirál, szabálytalan	0...15
Novák	Spirál, szabálytalan	0...20
H II-területek átmérője	Spirál, szabálytalan	0...25
Gömbhalmazok	Valamennyi	0...20
Asszociációk	Spirál, szabálytalan	0...50
H II-területek luminozitása	Spirál, szabálytalan	0...100
Szupernovák	Valamennyi	0...200
Galaxisok $U-B$ színindexe	Elliptikus	0...100
Galaxisok integrált fényessége	Spirál, szabálytalan	0...100
Galaxisok átmérője	Spirál	0...500
Radiális sebesség	Valamennyi	100...1000
Galaxishalmazok legfényesebb tagjai	Halmazok elliptikus galaxisai	50...5000

Ha megelégszünk a *Hubble*-állandó értékeinek eléggé tekintélyes szórásából származó, nem túlságosan lenyűgöző pontossággal, akkor, feltéve, hogy a színekvonalak vöröseltolódása amiatt lép fel az extragalaktikus objektumok színeképében, mert tekintélyes relatív radiális sebességük miatt a *Doppler*-hatás ezt eredményezi, továbbá hogy a galaxisok legalábbis átlagosan mindenfelé egyformák és azonos módon viselkednek — például mozognak —, akkor a spektrumvonalak eltolódásának mértékéből következtethetünk előbb az illető forrás radiális sebességére, majd ebből — *H* értékét figyelembe véve — annak valószínű távolságára is. E módszer hatóköre attól függ, hogy milyen távolságtartományban lévő égitestek színeképét vagyunk éppen képesek kellő minőségben előállítani. Így ma azt mondhatjuk, hogy az optikai színeképre alapozva akár 10^8 és 10^9 pc közötti övezetek extragalaktikus objektumainak távolsága is megbecsülhető e módszerrel. Fentiek ismeretében, de a galaxisok abszolút fényességétől szinte teljesen függetlenül, a galaxisoktól többé-kevésbé különböző égitestek esetében, amennyiben ezek kellő intenzitású rádiósugárzást is emittálnak, lehetőség van — rádiószínekvonalalaik mérhető és vélt laboratóriumi hullámhosszának összevetése útján — radiális sebességük és távolságuk becslésére. Jelenleg ily módon kaphatunk — itt-ott még vitatott értékű — információkat a kozmosz legtávolabbinak tartott zugaiban föllelhető kvazárok távolságára. Az eljárás „hatótávolsága” mintegy $5 \cdot 10^9$ pc.

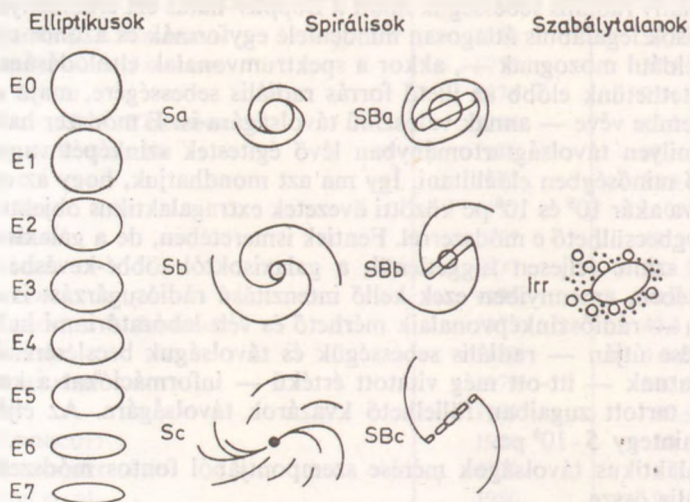
Az extragalaktikus távolságok mérése szempontjából fontos módszereket a 6.3. táblázat foglalja össze.

6.3. Az extragalaxisok morfológiai tulajdonságai

A „ködfoltok” katalogizálásával párhuzamosan megkezdődött rendszerezésük, osztályozásuk is. Századunk húszas éveiben már eléggé tisztán látták a kutatók, hogy a felvételeiken összeszámálható milliányi diffúz foltocska nem egyéb roppant távoli, de a Tejútrendszerhez többé-kevésbé hasonló természetű csillagrendszer. Éppen mert ilyen rengeteg volt belőlük, fel sem merülhetett az a gondolat, hogy egyenként vizsgálják meg valamennyit. Ha viszont statisztikai elemzésnek kívánják alávetni ezen égitesteket, akkor annak csak úgy van értelme, ha az egymáshoz hasonlókat csoportokba szedik, vigyázva arra, hogy lényegesen különböző tulajdonságú rendszerek ne kerülhessenek ugyanabba az osztályba.

Azt, hogy vannak spirál alakú rendszerek, még a múlt század derekán felismerte LORD W. P. ROSSE, majd 1888-ban I. ROBERTS fotografikus úton bizonyította be, hogy az *Andromeda-köd* is spirálrendszer. 1918-ban H. D. CURTIS a spirálok egy speciális alfaját Φ típusúaknak nevezte el. Ezek legfontosabb jellemzője az volt, hogy bár voltak spirálkarjai, magjukon egy egyenes küllő húzódott egészen az e típusra szintén általánosan jellemző gyűrűszerű képződményig. A finomabb szerkezetet nem mutató, centrumuktól a peremük felé monoton csökkenő felületi fényességű objektumok megjelölésére már ugyancsak eléggé elterjedt volt az *elliptikus* jelző a századfordulón. A mindmáig legismertebb és számos finomított változatban továbbélő galaxis osztályozási rendszert E. HUBBLE dolgozta ki és tette közzé, 400 viszonylag fényes, fotografikusan detektált köd analízise nyomán 1926-ban. Mint cikke előszavában megállapította, a tanulmányozott mintában mindössze három százalékra volt tehető a teljesen diffúz, szétszórt, szabálytalan objektumok részaránya. Ezek az *irreguláris* (*szabálytalan*) galaxisok. Úgy találta, hogy az összes többi csillagrendszer figyelemreméltó szimmetriatulajdonságokat mutat, viszonylag fényes magjuk van, és e magon áthaladó tengelyre nézve forgásszimmetrikusak. Ez utóbbi égitesteket két összekap-

csolódó sorozatba rendezte, az elliptikus és a spirálködök osztályát definiálva (6.2. ábra). (Talán nem érdektelen megjegyeznünk, hogy cikkének első táblázatában még a galaktikus ködök állnak elől!)



6.2. ábra. Az extragalaxisok Hubble-féle típusainak sematikus képe

6.3.1. A típusok jellemzése

6.3.1.1. Elliptikus galaxisok

Az elliptikus galaxisok (E_n , $n=1, 2, 3, 4, 5, 6$ és 7) olyan objektumok, amelyek között vannak kör alakúnak látszók és egészen lapos, lencseszerű ellipszishez hasonló, nem bomlanak föl apróbb alkotóelemekre a legjobb felvételeken sem. Egyetlen jellemzőjük kis- és nagytengejük méretének aránya, ami egy és egynegyed közötti érték lehet. Fényességük magjuktól távolodva egyenesen csökken egészen a nehezen definiálható peremükig. Az elliptikus galaxisok lapultságát HUBBLE az

$$n = 10 \frac{a-b}{a} \quad (6.1.4)$$

formulával definiálta, megengedve később az $n=0$ értéket is. Azt is megállapította, hogy az elliptikus rendszerek nem lehetnek mind lapos korongok, amelyeket csak különböző elhelyezkedésük miatt látnánk különböző lapultságú rendszereknek, mert sokkal több van az E0, E1 és E2 típusúakból, mint amennyinek akkor kellene látszania, ha véletlenszerűen elszórt helyzetű korongok volnának. Az e típusba tartozó csillagrendszerek között tehát igen szép számmal akadnak valódi ellipszoid alakúak, de az E7 típustól eltekintve, amelyek minden bizonnyal felénk élükkel álló, diszkoszhoz hasonló égitestek, tényleges részarányukat altípusonként nem tudjuk megállapítani, hisz különböző irányokból tekintve másoknak látszanak.

6.3.1.2. Spirálgalaxisok

A spirálgalaxisok a következő osztályokba sorolhatók (6.2. ábra):

- a) normális spirálok S,
 korai Sa,
 átmeneti Sb,
 késői Sc,
- b) küllős spirálok SB,
 korai SBa,
 átmeneti SBb,
 késői SBc.

Minden szabályos extragalaxis, amelynek lapultsága meghaladja az $n=7$ értéket, spirál alakú, és nincs egyetlen olyan spirálgalaxis sem, amelynek lapultsága ne volna legalább ekkora. A típusok megkülönböztetésére azonban ettől kezdve már nem elegendő tengelyeik hosszának arányát megállapítani, mert ez már csak igen csekély mértékben változik a továbbiakban. Ezért a spirálok alosztályokba való sorolásakor három dologra kell figyelni. Először is meg kell vizsgálni azt, hogy a rendszer teljes egészéhez képest mekkora a tovább már nem bontható galaxismag mérete, másodszer, hogy a spirálkarok mennyire vannak lecsavarodva, harmadszor pedig azt, hogy a karokban milyen a feloldás.

Az elliptikusakhoz azok a spirálok állanak a legközelebb, amelyeknek hatalmas, az E7-hez hasonló lapos magjuk van, s ekörül szorosan föltekerve nehezen kivethető, ködös karok fonódnak egymásba. Ezt olyan spirálok követik, amelyek karjai már markánsabbak, s ezzel együtt magjuk lényegesen szerényebb méretű. A sorozat végén olyan rendszerek találhatók, amelyeknek magja már jelentéktelen, s amelyeknek spirálkarjai meglehetősen szétterülnek, kinyúlnak.

Amint HUBBLE igen helyesen megállapította, az egyes altípusok között nehéz megvonni a határokat, de az volt a véleménye, hogy a sorozat két vége nagyon élesen határolt — csekéhez rendelte az a és c karaktert —, s közöttük félúton még könnyűszerrel elhelyezhető az átmeneti b típus, amelyre már eléggé nyitott, de igen vékony karok a jellemzőek. Cikkében azt is megindokolta, hogy miért nem alkalmazott decimális felosztást; egyszerűen azért nem, mert a rendelkezésére álló fotók alapján képtelenség lett volna ilyen részletes klasszifikációt végezni.

Míg a „normális” spirálgalaxisok karjai a mag peremének két átellenes pontjáról érintőlegesen látszanak kiindulni, addig — HUBBLE szerint — van a spiráloknak egy olyan kisebb, kb. 20%-nyi alosztálya, amelynek tagjainál a karok egy küllőszerű, a magon áthaladó képződmény két végéről, arról mintegy hirtelen lekanyarodva indulnak ki. A H. D. CURTIS által ajánlott Φ jelölést nem tartotta szerencsésnek, hisz ezek a küllők sosem haladtak tovább a karok kezdőpontjainál, így az alakjukra szerinte sokkal pontosabban utalna a Θ betű, de tekintve, hogy ez állandó nehézséget jelentene a nyomdászoknak, azt javasolta, hogy e galaxisok megkülönböztetésére használják inkább a küllő szó angol megfelelőjének (bar) kezdőbetűjét.

6.3.1.3. Szabálytalan galaxisok (Irr)

A fenti, maggal és szimmetriatulajdonságokkal rendelkező típusok kiválogatása után maradnak még teljesen zagyva, ködös, szétszórt galaxisaink is. Ezeket nevezzük szabálytalanoknak, vagy irregulárisoknak. Végül HUBBLE érdemesnek tartotta még egy jelölés bevezetését. Az olyan extragalaxisok megkülönböztetésére, amelyek már

kivehetetlen szerkezetűnek tűntek a képeken — elsősorban azért, mert nagyon kicsi volt az átmérőjük —, a Q betű használatát javasolta. (Ennek az volt a célja, hogy például statisztikák készítésekor az összes objektum számának megállapításakor ezeket se felejtsek ki.) HUBBLE az általa definiált valamennyi típusra mintapéldányokat is ajánlott, mások számára is lehetővé téve ezáltal az extragalaktikus objektumok lehetőleg minél egzaktabb besorolását.

6.4. A típusok gyakorisága

A galaxisok osztályozása után természetesen automatikusan vetődik fel a kérdés, mely típusok milyen relatív gyakorisággal fordulnak elő az univerzumban? HUBBLE vizsgálatai idején a leginkább homogén, publikált anyag a *Franklin—Adams*-féle térképeken alapuló jegyzék volt, amely az összes 12^m -nál fényesebb galaxist és néhány halványabbat is tartalmazott. Ezek közül négyszázat klasszifikált az amerikai csillagász, és a következő eredményre jutott (látszólagos gyakoriság):

<i>Elliptikusak</i>	E0	E1	E2	E3	E4	E5	E6	E7
relatív gyakoriság	18%	14%	15%	11%	14%	6%	8%	5%

továbbá 9% különleges, pekuliáris elliptikusát is talált;

<i>Spirálok</i>	Sa	Sb	Sc	Pec	SBa	SBb	SBc	Pec
relatív gyakoriság	21%	29%	49%	1%	44%	27%	26%	3%

Mint arról fentebb már volt szó, az összes megvizsgált objektum 3%-a bizonyult szabálytalannak. A többi főbb típus aránya a teljes mintához viszonyítva a következőnek adódott: elliptikus 23%, normál spirál 59% és küllös spirál 15%.

Talán nem felesleges még egyszer kiemelni, hogy a HUBBLE által megadott gyakorisáértékek csupán annyit jelentenek, hogy a vizsgált területeken az adott látszólagos fényességhatárig megfigyelhető ködfoltok típusonkénti megoszlása éppen ilyen volt. Ugyanakkor az is tény, hogy napjainkban is készülnek hasonló statisztikák, persze az univerzum mind nagyobb térfogatú részében vizsgálva a galaxisok morfológiai típusok közötti megoszlását. Az egyik lehetséges megoldás ma is az, hogy határ-fényességgel megadott mintát tanulmányoznak. Ez azt jelenti, hogy a nagyobb abszolút fényességű objektumok sokkal messzebről belekerülnek a mintába, mint a halványabbak, s így a kapott gyakoriságok nem térfogategységre vonatkoznak. A másik — HUBBLE idejében még járhatatlan — út az, amikor galaxishalmazok populációját tanulmányozzák. Az így kapott eredmények, amennyiben valóban sikerült különválogatni a halmaztagokat a háttérgalaxisoktól, továbbá sikerült valamennyi tag klasszifikációját elvégezni, már a világmindenség egy nagy sejtjének, az illető halmaznak galaxistípusok szerinti összetételét adják meg. Sajnos ez még mindig nem az univerzum átlagos galaxis-gyakoriság eloszlása, hiszen amint később még szó lesz róla, a galaxishalmazok sem egyformák.

Az SA katalógusban megtalálható galaxisok képeinek vizsgálata, majd az egyre tökéletesebb csillagászati fotók tanulmányozása arra vezetett, hogy az E7 típusú elliptikus rendszerek és a korábban definiált spirálok közé beiktattak még egy-egy altípust. Ezt az indokolta, hogy a korábban is sejtett, korong alakú, közepükön lényegesen fényesebb, de spirálkarokat nem tartalmazó csillagrendszereket, az ún. *lenticuláris*, *lencseszerű galaxisokat* meg is találták a természetben. Jelölésükre az S0, illetve SB0 jelcsoportot használjuk. A normál és a küllös spirálok esetében azonban más-más következménnyel járt ez a módosítás, mert míg előbbieknél a korábban

Sa-val jelölt korai típus bomlott kétfelé, s lett belőle S0 és új Sa, addig a küllősöknél az SBa jelűek kapták az SB0 jelzést, s az SBb jelű átmeneti típust osztották kétfelé, az új SBa és új SBb csoportokba.

A HUBBLE által kidolgozott felosztás később másutt is szűknek bizonyult, hiszen a spirálok három alcsoportba való sorolása már túlzott leegyszerűsítésnek tűnt az NGS—POSS-fotók közreadása után. Éppen ezért az eredeti séma több egyszerű finomítása is megszületett. A legfontosabbak:

— A Mount Wilson Observatory osztályozási rendszerében a HUBBLE által definiált osztályokat a spirálok esetében az alábbi sorozattal helyettesítették:

S0, S0/a, Sa, Sab, Sb, Sbc, Sc, c/Irr és Irr,
SB0, SB0/a, SBa, SBab, SBb, SBbc, SBc, Bc/Irr és Irr.

Az így kialakított átmeneti osztályok jellemzőit az eredeti osztályokéi közötti átmene-teként értelmezték.

— E. HOLMBERG klasszifikációs sémája: eltérés ugyancsak a spirálrendszerek ese-tében (a, b-, b+, c-, c+, IrrI, azaz összesen hat altípus a spirálokra).

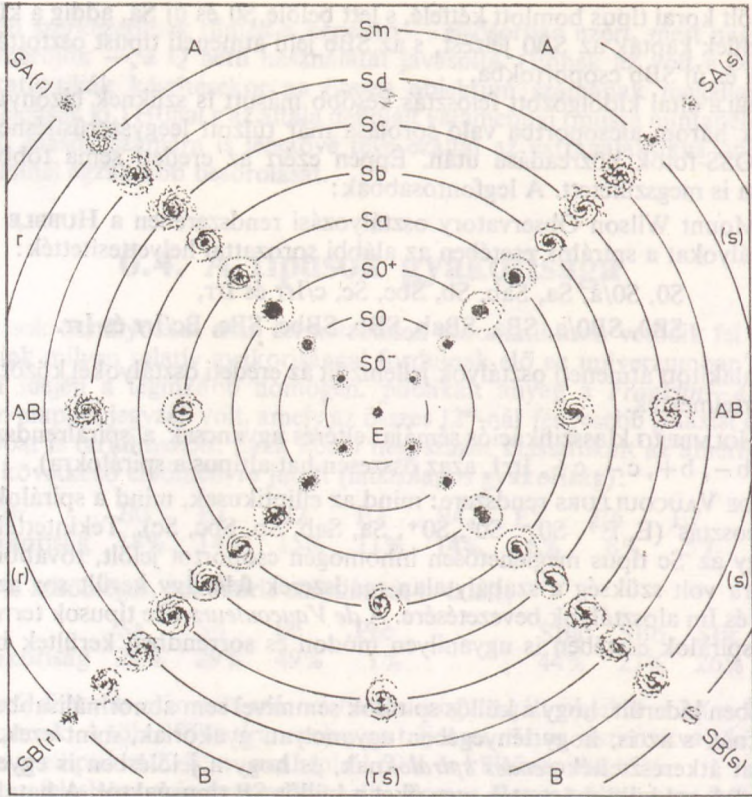
— G. DE VAUCOULEURS rendszere: mind az elliptikusak, mind a spirálok esetében más a beosztás (E, E+, S0-, S0°, S0+, Sa, Sab, Sb, Sbc, Sc). Tekintettel azonban arra, hogy az Sc típus meglehetősen inhomogén csoportot jelölt, további átmeneti altípusokra volt szükség a szabálytalan rendszerek felé. Így került sor az Scd, Sd, Sdm, Sm és Im alosztályok bevezetésére. A *de Vaucouleurs*-féle típusok természetesen a küllős spirálok esetében is ugyanilyen módon és sorrendben kerültek be a rend-szerbe.

Időközben kiderült, hogy a küllős spirálok semmivel sem abnormálisabbak a „nor-mális”-aknál, s az is, hogy lényegében ugyanolyan gyakoriak, mint ezek. Ezért az utóbbiakat átkeresztelték *rendes spiráloknak*, és hogy a jelölésben is egyenrangúak legyenek, SA-val különböztették meg őket a küllős SB típusúaktól. A hatalmas foto-lemez-archivumok átböngészése további újabb, érdekes eredményekre vezetett. Rájöttek a kutatók, hogy a rendes és a küllős változat között is vannak átmeneti típusú galaxisok. Ezek jelölésére igen alkalmasnak tűnt az SAB betűcsoport. A spirá-lok szerkezetének még részletesebb vizsgálata során kiderült, hogy vannak közöttük olyanok, amelyek magját egy gyűrű alakú fényes övezet veszi körül, míg másokban s-hoz hasonló alakzat ismerhető fel. Így a korábban már szétválasztott alfajokat még tovább osztották (s), (r), illetve (rs) változatokra. A teljes klasszifikációs séma szem-éltetésére ettől kezdve már nem volt elegendő a korábban kialakított kétdimenziós „térkép” (6.2. és 6.3. ábra), hanem háromdimenziós „testeken” és „testekben” próbálták meg szemléltetni a különböző lehetséges változatok sokaságát és a válasz-tott paraméterek legelképezhetőbb kombinációit (6.4., 6.5., 6.6. és 6.7. ábra).

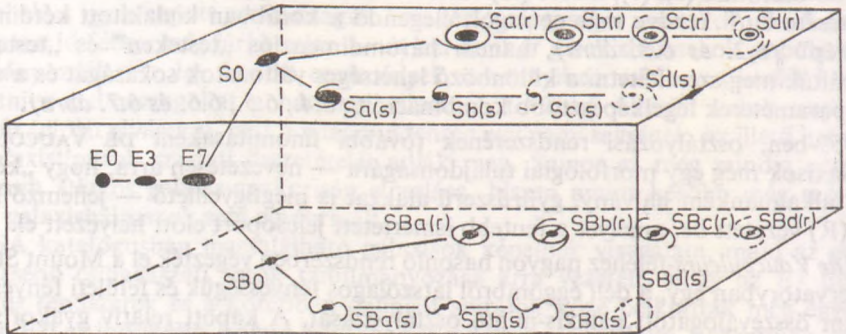
1959-ben, osztályozási rendszerének további finomításaként DE VAUCOULEURS a galaxisok még egy morfológiai tulajdonságára — nevezetesen arra, hogy „körülöt-tük” alkalmanként halvány, gyűrűszerű alakzat is megfigyelhető — jellemző karak-tert (R) vezetett be, amelyet a fentebb ismertetett jelcsoport előtt helyezett el.

A *de Vaucouleurs*-féléhez nagyon hasonló rendszerben végezték el a Mount Stromlo Observatoryban egy, a déli éggömből látszólagos fényességük és felületi fényességük szerint összeválogatott galaxis-minta osztályozását. A kapott relatív gyakoriságok:

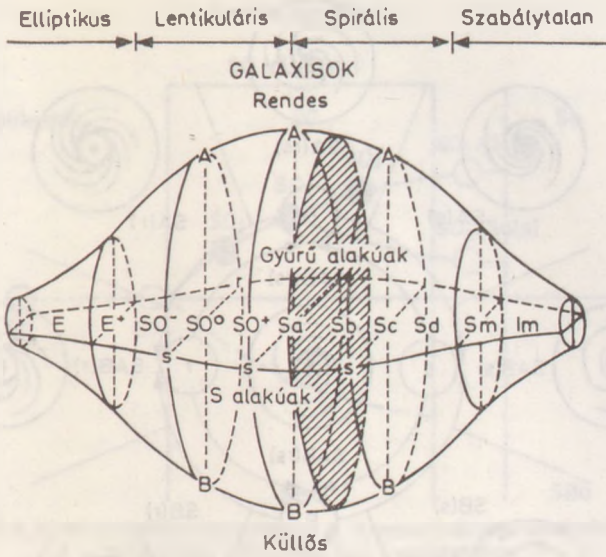
E: 22%, E/S0: 9,5%, S0: 10,5%, S0/a: 9%, Sa: 4,5%,
Sab: 6,5%, Sb: 7,5%, Sbc: 7,5%, Sc: 10,5%, Scd: 8,5%,
Sd: 2%, Sm: 2% (itt E/S0 = E+ + S0-, S0/a pedig S0+).



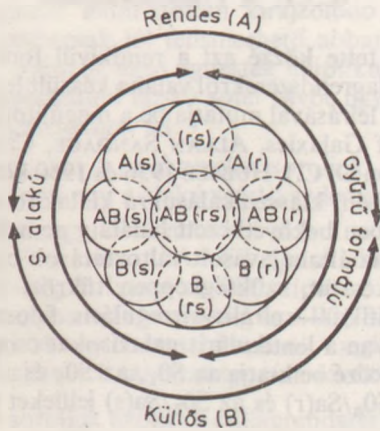
6.3. ábra. Egy háromparaméteres osztályozási rendszer (a de Vaucouleurs-féle) főbb típusainak kétdimenziós ábrán való összefoglalása



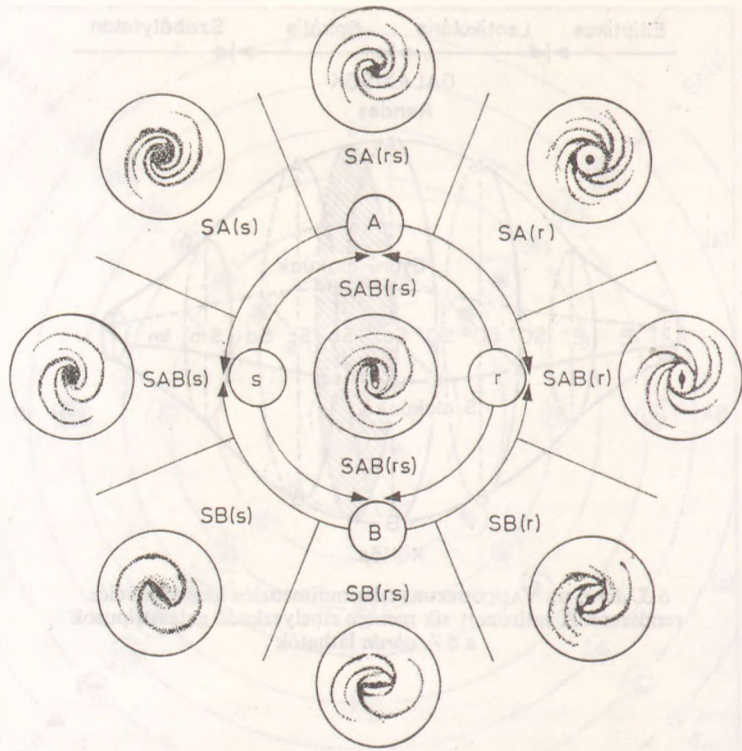
6.4. ábra. A Hubble-féle rendszer finomítása. A téglatest felső lapján a rendes, az alsón a kiállós spirálgalaxisok kaptak helyet. Az s alakúak helyezkednek el az elülső, míg a gyűrű formájúak a hátsó oldallapok mentén. A köztűs „hangvillához” balról csatlakoznak a különböző elliptikus galaxisok, míg a legváltozatosabb átmeneti típusok a téglatest belsejében szemléltethetők



6.5. ábra. DE VAUCOULEURS háromdimenziós klasszifikációs rendszere. A satírozott sík mentén elhelyezkedő galaxistípusok a 6.7. ábrán láthatók



6.6. ábra. A de Vaucouleurs-féle osztályozást szemléltető test egy általános keresztmetszete



6.7. ábra. A 6.5. ábrán bemutatott klasszifikációs forgástest „metszete” Sb-nél

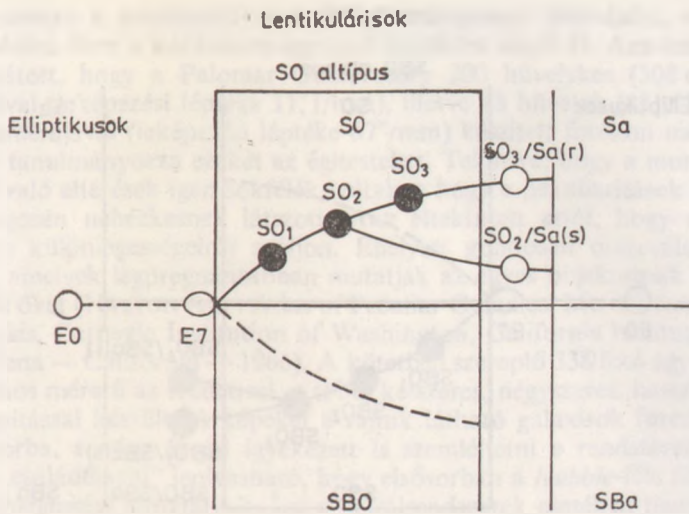
6.5. Extragalaxis atlaszok

6.5.1. A Hubble-atlasz

1961-ben A. SANDAGE tette közzé azt a rendkívül fontos és szemléletes galaxis atlaszt, amely a távoli csillagrendszerekről valaha készült legjobb felvételekkel illusztrálva 113 galaxis részletes leírásával mutatja be a megújított *Hubble*-séma alkalmazását (The Hubble Atlas of Galaxies, ALLAN SANDAGE, Carnegie Institution of Washington, 1961, Washington D. C.). HUBBLE 1936 és 1950 között elmélyülten dolgozott az extragalaxisok rendezésén, klasszifikálásukra kialakított eljárásának tökéletesítésén, de 1953 szeptemberében bekövetkezett haláláig nem készült el a kézirat. Így az atlasz, bár elsősorban az általa javasolt változtatások bemutatására és széles körben való elterjesztésére készült, szükségképpen tükrözi SANDAGE elképzeléseit is.

A már jól ismert elliptikus—spirális—irreguláris felosztást követő rendszerben az a legérdekesebb, ahogyan a lentikuláris galaxisokat csoportosítja. Az E7-es típusúak és a rendes spirálok közé beiktatja az $S0_1$, az $S0_2$ és az $S0_3$ típusúakat, továbbá két átmeneti típust is, az $S0_3/Sa(r)$ és az $S0_2/Sa(s)$ jelűeket (6.8. ábra). Az új típusok jellemzői:

$S0_1$: átmenet a leglapultabb elliptikus csillagrendszerek és a lencseszerű galaxisok között. Magjuk — illetve fényes centrális régiójuk — még az E7 típusúaknál meg-



6.8. ábra. A Hubble-féle rendszer A. SANDAGE által javasolt első módosítása (bővebben lásd a szövegben)

gyelhetőnél is laposabbnak látszik, felületi fényességük folytonosan változik, sötétebb tartományok, sávok, fonalak nem fedezhetők fel bennük. Határozottan felismerhető azonban az elliptikus magjukat övező, szinte teljesen korong alakú, igen lapos és nagy kiterjedésű burkuk. Ez a legfőbb azonosítójuk.

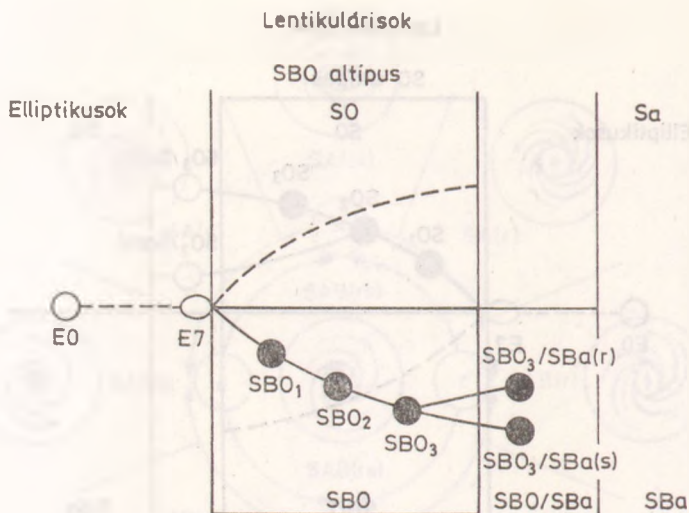
S₀₂: e típus tagjainál válik észrevehetővé, hogy a lapos korong vagy nem egyenletesen veszi körül a magot, hanem elválik attól, vagy pedig a különben még folytonos fényességeloszlású burkokba sötét, gyűrűszerű abszorpciós szalag ágyazódik. Ha az ilyen csillagrendszereket éppen élük felől figyelhetjük meg, akkor az imént ismertetett első szerkezetük azt eredményezi, hogy a burkuk szélé és a mag közötti tartományban az objektum felületi fényessége csökkenni látszik.

S₀₃: ezek a galaxisok az S₀₂ típusúak még kifejtettebb változatai, ami elsősorban abból látható, hogy magjukat határozottan kirajzolódó sötét gyűrű választja el a korongtól. Ez a típus ugyancsak jól felismerhető abban az esetben is, ha éppen élük felől fordul felénk, mert ilyenkor ezen égitestek elliptikus magjának nagytengelye mentén a magot szinte kettéhasítani látszó sötét sávot figyelhetünk meg, míg főkis-kisben fényes sűjtásokat fedezhetünk fel.

A két átmeneti típusba azokat a rendszereket soroljuk, amelyeknek korongjában már sejtethető egy gyűrű, illetve egy s alakú spirálkezdemény nyomai.

A küllős spirálok esetében egy kissé másként alakul az új típusok elrendeződése a klasszifikációs sémában (6.9. ábra). Az E7 típusú elliptikusokhoz kapcsolódik az SB₀₁, majd ehhez az SB₀₂ és hozzá az SB₀₃ típus. A lenticulárisok és az igazi küllős spirálok közötti két átmeneti típus pedig az SB₀₃/SBa(r), illetve SB₀₃/SBa(s). A lencseszerű küllős galaxisok esetében az altípusok megkülönböztetése elsősorban a küllős spirálok közötti két átmeneti típus megkülönböztetése révén lehetséges.

SB₀₁: ebbe a csoportba soroljuk azokat a csillagrendszereket, amelyeknek a magot övező lapos korongjában a küllő egy széles, diffúz, a korong többi részénél fényesebb sáv. E rendszerek esetében a küllő és az egész objektum látszólagos hossz tengelye közötti szög bármilyen lehet.



6.9. ábra. A Hubble-féle rendszer A. SANDAGE által javasolt második módosítása (bővebben lásd a szövegben)

SBO₂: e típus jellegzetessége, hogy a küllők rövidebbek a kettükénél, azaz nem kötik össze a magot az azt övező korong külső peremével, hanem inkább két fényesebb tartományként jelentkeznek a lapos burok karimájának két átellenes pontján.

SBO₃: e típusba azok a lentikuláris galaxisok sorolandók, amelyeket jól kivehető, élesen kirajzolódó, keskeny, a korong egyik peremétől a magon át a másik pereméig húzódó küllő jellemez.

Az átmeneti típusokba a halvány spirálstruktúrát — gyűrűszerű, illetve kigyó (s) alakút — is mutató küllős csillagrendszerek kerülnek.

6.5.2. A pekuláris galaxisok atlasza

Az eddig ismertetett osztályozási rendszerek nagyon jól használhatónak bizonyultak az extragalaktikus kutatásokban, de azért volt velük egy kis baj. Számos esetben, amikor majdnem egyértelmű volt egy csillagrendszer klasszifikálása, olyan — korábban figyelmen kívül hagyott — részleteket vettek észre a legjobb minőségű felvételeken vizsgált objektumon, amelyek mindenképp említést érdemeltek. Bár egyértelmű volt, hogy egy-egy ilyen égitest spirálrendszer-e avagy elliptikus galaxis — következképp semmi okuk nem volt a kutatóknak arra, hogy irregulárisként sorolják be —, mégis meg kellett találni a módját, hogy a többi hasonló, de a klasszifikációs kritériumokat még egyértelműbben kielégítő csillagrendszertől valamelyest elkülönítsék azokat.

E majdnem pontosan besorolható objektumok megkülönböztetésére az angol *peculiar* (furcsa, különös, különleges, pekuláris) szó kezdőbetűjét kezdték alkalmazni, ami már jól bevált gyakorlat volt a csillagszínképek osztályozása során, amikor is szintén a fő típustól való eltérésekre, ha úgy tetszik „rendellenességek”-re hívták fel vele a figyelmet (a *p* betűt a morfológiai típust jellemző karaktercsoport végéhez biggyesztették).

Amint az lenni szokott, az extragalaktikus kutatások felvirágzása is oda vezetett, hogy egyre több különös galaxis kapott helyet a katalógusokban. Fel is merült az

igény hamarosan a pekuliaritások szabályszerűségeinek feltárására, a furcsaságok rendszerezésére. Erre a korántsem egyszerű feladatra végül H. ARP szánta el magát, aki hozzálátott, hogy a Palomar Observatory 200 hüvelykes (508 cm-es) tükörteleszkópjával (leképezési léptéke $11\frac{1}{2}$ "/mm), illetve 48 hüvelyk (121,92 cm) nyílású Schmidt-kamerájával (leképezési léptéke $67\frac{1}{2}$ "/mm) készített fotókon megvizsgálja és részletesen tanulmányozza ezeket az égitesteket. Tekintve, hogy a morfológiai alap-típusoktól való eltérések igen sokfélék voltak, s hogy e pekuliaritások egzakt körülírása túlságosan nehézkesnek látszott, ARP eltekintett attól, hogy minden egyes extragalaxis különlegességeiről szóljon. Ehelyett gondosan összeválogatta azokat a képeket, amelyek legpregnansabban mutatják az egyes objektumok specialitásait, s közreadta őket (HALTON ARP: Atlas of Peculiar Galaxies, Mt. Wilson and Palomar Observatories, Carnegie Institution of Washington, California Institute of Technology, Pasadena — California — 1966). A kötetben szereplő 338 fotó egy része gyakorlatilag azonos méretű az eredetivel, a többi kétszeres, négyszeres, hatszoros vagy tízszeres nagyítással készült. A képeket a rajtuk látható galaxisok furcsaságai szerint rendezte sorba, s négy ábrán igyekezett is szemléltetni e rendszerezés alapelveit. Ezekről a „családfákról” leolvasható, hogy elsősorban a Hubble-féle fő típusok köré montá különlegességi alosztályait. Így a spirálrendszerek esetében tizenegy, az elliptikusaknál öt változatot említ, összesen 145 csillagrendszert sorolva hozzájuk. A fennmaradó majd kétszáz extragalaxist két nagyobb létszámú osztályba rendezi. Egyikbe azok kerülnek, amelyek valamilyen toldalékkal, függelékkal rendelkező, de nagányos galaxisnak tűnnek, míg a másikba a kettős- és többszörös rendszerek. Előbbi esetében tizennégy, míg utóbbiában hat alosztályt (s még egy-két variánst) különböztet meg.

Pusztán a pekuliaritások változatosságának érzékeltetésére néhány besorolási feltételt:

spirálgalaxisoknál

egyetlen kar,
integráljelhez hasonló alak,
három kar,
felhasadt kar,
rendellenes fényességeloszlás,
a kar(ok) végén kísérő(k) — itt további variánsok lehetségesek;

elliptikusaknál

föltűnően közel egy spirálhoz,
közele spirált nyilvánvalóan zavaró, deformáló rendszer,
közelében anyagfoszlányok;

egyedül álló galaxisoknál

gyűrű alakú képződmény,
jet (anyagkilövellés, fénylő csomó, csomók),
diffúz szálak,
diffúz csóva,
magból kidobott anyagfelhő,
hurkok,
amorf karok,
hasadékok a rendszeren,
szabálytalan kölöncök;

kapcsolódó karok,
 kölcsönható galaxisok,
 összeolvadás (kölcsönös),
 beolvadás (aszimmetrikus),
 hosszú szálak,
 szoros galaxiscsoportok,
 galaxisláncok.

Az atlaszban szereplő objektumok fontosabb adatait három táblázatba rendezte a szerző. Ezek közül az elsőben az égitestek azonosításához szükséges, a fotók elkészítésének körülményeivel kapcsolatos, illetve a pekuliaritás felfedezőjére vonatkozó adatok, továbbá a különlegesség osztályozása található meg. A második táblázatban az objektumok radiális sebessége, a harmadikban pedig esetleges rádiósugárzások jellemzése, illetve a közelükben talált rádióforrások adatai szerepelnek.

Ami az atlaszban bemutatott pekuláris galaxisok eloszlását illeti, teljesen nyilvánvaló az északi objektumok túlsúlya. A 338 égitest mintegy négyötöde pozitív deklinációjú. A katalógusban még viszonylag gyakoriak a 0° és -20° közötti deklinációval jellemezhető csillagrendszerek, de náluk is délebbre fekvők már csak mutatóba akadnak. A déli égi pólushoz a 153-as sorszámot viselő objektum (az NGC 5128) van a legközelebb, amelynek deklinációja $-42^\circ 51'$ -nek van megadva. Mindez persze nem jelenti azt, hogy a különleges galaxisok ilyen aszimmetrikusan oszolnának el az égbolton. Csupán arról van szó, hogy a Palomar hegyről ezekről készíthetők még jó minőségű felvételek.

6.6. Különleges galaxisok

6.6.1. Kompakt extragalaktikus objektumok

Az észlelési technika fejlődése századunk derekára már egyre gyakrabban eredményezett olyan felfedezéseket, amelyek folyományaként egy-egy korábban csillagnak vélt, vagy egyszerűen csak figyelmen kívül hagyott kozmikus objektumot át (illetve be) kellett sorolni az extragalaxisok közé. Számos „egzotikus” égitesttel gazdagodtak ekkoriban a katalógusok, miközben osztályozásuk, vagy pláne fizikai mibenlétük megállapítása mind nehezebbé, kétségesebbé vált. Mindezt jól szemlélteti, hogy e különös kozmikus források talán legtöbb diszkussziót kiváltott képviselőit, a *Seyfert-galaxisokat* csak három évtizeddel felfedezésük után, a hetvenes évek legelején sikerült oly módon elhelyezni az extragalaxisok osztályaiban, hogy az mindenki számára elfogadható legyen.

A fentebb közös névvel illetett források legfőbb jellegzetességének azt tekintik a kutatók, hogy az irányukból műszereinkbe érkező elektromágneses sugárzás ropant kis szögátmérőjű területről látszik eredni. Emiatt a kompakt extragalaktikus objektumok a fényképeken gyakran a csillagokhoz hasonlóaknak tűnnek, s csak rendkívül jó időjárási viszonyok közepette, kiváló távcsövekkel készített fotóikon — vagy még azokon sem — ismerhetők fel további részleteik. Éppen amiatt, hogy a megfigyelési körülmények ilyen fontos szerepet játszanak vizsgálatukban, még osztályaik definíciójában is utalásokat találhatunk azokra.

6.6.2. Kompakt galaxisok

Az extragalaxisok e válfaját elsőként F. ZWICKY különböztette meg. A galaxis-halmazok tagjait tanulmányozva figyelt fel rájuk, s az égbolt számottevő részét megörökített fotók kiértékelése révén arra a következtetésre jutott, hogy viszonylag sok ilyen objektumnak kell lennie az univerzumban. Úgy találta, hogy tizenhét fényrendes látszólagos fotografikus fényességátlagig négyzetfokonként 0,2 valószínűséggel fordul elő egy-egy kompakt galaxis. Három különböző leképezési léptékű és nyílászórányú távcsővel felvett negatívok álltak a rendelkezésére, így ezek alapján alkotta meg alábbi klasszifikációs sémáját.

Mérsékelt kompakt galaxisok. Olyan csillagrendszerek sorolandók ide, amelyek képe a Palomar Observatory 18 hüvelykes (45,72 cm-es) Schmidt-kamerájával készített fotókon még megkülönböztethető a velük azonos látszólagos fényességű csillagokétól, de már oly kis átmérőjű, hogy morfológiai típusának megállapítására nincs remény. E rendszerek legtöbbikének látszó szögátmérője 5"…10". Közülük igen soknak az adatai bekerültek a CGCG elnevezésű katalógusba.

Kompakt galaxisok. A mérsékelt kompaktaknál kisebbeknek látszó, s a csillagoktól csak a Palomar Observatory nagyobb [48 hüvelyk (121,92 cm) nyílású] Schmidt-teleszkópjával felvett negatívokon megkülönböztethető extragalaxisok. Ezek szögátmérője a 2"…5" intervallumba esik.

Nagyon kompakt galaxisok. Képük az említett Schmidt-kamerákkal készített lemezekon nem különböztethető meg a velük azonos látszólagos fényességű csillagokétól, de a 200 hüvelykes (508 cm-es) tükörteleszkóp segítségével felvetteken már határozottan elkülöníthetők. Látszólagos szögátmérőjük nem éri el a 2"-et. (Ez egyben azt is jelenti, hogy átlagos asztroklimájú megfigyelőhelyről gyakorlatilag nem lehet felfedezni őket.)

Extrém kompakt rendszerek. Ezek olyan extragalaxisok, amelyek képe valamennyi csillagászati felvételen hasonlónak látszik, mint a velük azonos látszólagos fényességű csillagoké. Ezeket még a 200 hüvelykes (508 cm-es, akkoriban ez volt a világ legnagyobb átmérőjű optikai távcsöve) reflektorral készített fotókon sem ismerhetjük fel. Csak onnan tudjuk, hogy nem csillagok, mivel fényük spektruma sok hasonlóságot mutat a galaxisokéval.

A kompakt galaxisok ezen osztályozási rendszere azonban nem volt alkalmas arra, hogy más obszervatóriumok kutatói is megfelelő pontossággal adaptálhassák. Ráadásul — mint azt A. I. SARGENT 1970-ben kimutatta — az F. ZWICKY által kompaktaknak definiált csillagrendszerek közül jó néhányat sokkal halványabb, de minden bizonnyal hozzá tartozó burok, korong, gyűrű övez, vagy éppenséggel ilyen nyúlvány, spirálkar, más galaxis felé mutató csóva, híd, esetleg különböző fényességű csomók vesznek körül. A kompakt rendszerek e formaválasztékának megkülönböztetése nem látszott célszerűnek, annyi azonban mégis leszűrhető volt a vizsgálatokból, hogy ezen égitestek legáltalánosabb jellegzetessége, hogy van (egy) az átlagosat messze felülmúló felületi fényességű tartományuk is. Morfológiai osztályozásuk helyett arra törekedett tehát, hogy az egyes extragalaxisok alakját minél pontosabban jellemezze, s egyúttal sugárzásuk színképi jellemzőit is tárgyalja. Munkája végül is megteremtette az alapot egy olyan, jobban kezelhető klasszifikációs rendszer kialakításához, amely már a csillagszerű objektumok besorolására is alkalmas.

6.7. A Morgan-féle formatípusok

W. MORGAN 1970-ben hozta nyilvánosságra a kompakt objektumok (s ő már ezek közé sorolta a kvazárokat is) osztályozására javasolt rendszerét. Három fő típust (Q, N és C) és két alosztályt (N- és NS) különböztetett meg. Ezek jellemzőit igen tömören így foglalta össze:

- Q: olyan, a felvételeken halvány csillagoknak tűnő *objektumok*, amelyek fényének spektrumában igen erős vöröseltolódás észlelhető.
- N: olyan *galaxisok*, amelyeknek képén egy látszólag kis kiterjedésű mag, egy aránytalanul fényes csomó a legföltűnőbb. Körülötte felismerhetők ugyan az objektum halványabb részei is, az égítést (integrált) luminozításához azonban az említett mag adja a legnagyobb járulékot.
- C: olyan kis szögátmérőjű és ugyanakkor nagy felületi fényességű *galaxisok*, amelyek a közepes és nagy felbontású felvételeken is csak nehezen különböztethetők meg a csillagoktól (hogy a különböző távolságokban látszó objektumok besorolását a kiválasztási effektusok kevésbé befolyásolják, ezt a definíciót még meg kell toldani a következővel): struktúra nélküli, kék, kompakt objektumok.
- N-: kevésbé markáns N típusú galaxisok.
- NS: olyan N típusú galaxisok, amelyeknek szépen kirajzolódó spirálkarjai vannak.

(Az utolsó két alosztály bevezetésére részben a különböző felbontású észlelési anyag, részben a távolságkülönbségek okozta kiválasztási effektusoktól való minél nagyobb függetlenség elérése céljából volt szükség.)

MORGAN rendszerét a típusok néhány jellegzetes képviselőjének fényképével rögzítette. Minthogy a Q típus képei úgyszemintmondóak lennének, csak a többiekre adott standardokat. Ezek a következők:

- N: NGC 5548, 3C 48, III Zw 2, 3C 120, Markarian 9, Zw 0039,5 + 4003, NGC 7469 — kis felbontású fotón, B264 — a 200"-es távcsővel készült képen;
- NS: Markarian 10, NGC 7469 — nagy felbontású képen;
- N-: NGC 4051;
- C: NGC 3516, Ton 256, B264 — a 48 hüvelykes (121,92 cm-es) *Schmidt*-kamerával vörös fényben készített képen.

A későbbi kutatási eredmények fényében igen szerencsésnek tűnik MORGAN javaslata, aki rendszerében a csillagszerű, de számottevő vöröseltolódást mutató színképű objektumokat mintegy kapcsolatba hozta a nagyon fényes magú galaxisokkal. Manapság ugyanis egyre több csillagász hajlik annak feltételezésére, illetve elfogadására, hogy a sokáig megfelfejthetetlen természetűnek vélt *kvazárok* nem egyebek igen aktív (feltehetően még viszonylag fiatal) galaxismagoknál.

Az extragalaxisok morfológiai tulajdonságainak és (elsősorban) ezekre alapozott osztályozási rendszereinek vázlatos ismertetését itt be kell fejeznünk. Végetetül arra hívnánk még fel a figyelmet, hogy az utóbbi években igen széles körben elterjedt számítógépes adatfeldolgozás igényeihez igazodva fokozatosan teret nyer egy — az extragalaktikus csillagászatban gyökeresen — új jelölési rendszer. Ebben kizárólag egész számokat használnak az *állapotnak* elkeresztelt típus megadására.

Ez a besorolási szisztéma, amely tulajdonképpen nem más, mint a DE VAUCOU-LEURS által az ötvenes években kidolgozott klasszifikációs rendszer „áramvonalasított” változata, a Revised Hubble Sequence (RHS = átdolgozott, javított *Hubble*-sorozat) nevet viseli. Bővebben szólnunk még róla az extragalaxisok eloszlását tárgyaló részben.

6.8. Az extragalaxisok eloszlása

A kozmikus objektumok világában egyáltalában nem ritka — sőt épp ellenkezőleg, talán törvényszerűnek is nevezhető — az a jelenség, hogy azok legalább olyan valószínűséggel figyelhetők meg kisebb-nagyobb csoportok tagjaiként, mint individuális égitestekként. Elegendő futó pillantást vetnünk a Naprendszerre vagy csillagunk közvetlen környezetére ahhoz, hogy megállapíthassuk, hogy a Földet és a Plútót (legalább) egy, a Marsot és a Neptunust (legkevesebb) kettő, a többi óriásbolygót pedig fejenként minimum tizenöt hold kíséri. A kisbolygók közül igen sok ún. „családokba” tartozik, és ez a helyzet az üstökösök tekintélyes részével is. A meteorok legjava meteoráramokból származik, de a csillagok túlnyomó többsége is párok, hármas-, négyes-, ötös- vagy akár hatosrendszerek tagjaiként, vagy éppenséggel csillagasszociációk, nyílt- vagy gömbhalmazok valamely komponenseként figyelhető meg. A csillagcsoportokra vonatkozó statisztikai vizsgálatok eredményei szerint — a Tejútrendszerben mindenesetre — a csillagoknak több mint a fele nem magányosan kering galaxisában.

Fentiek ismeretében nem kell különösebben megdöbbenünk azon, hogy a csillagászati felvételeket tanulmányozva viszonylag könnyen rábukkanhatunk egymáshoz igen közel látszó extragalaxisokból álló „galaxispárookra”, triplettekre stb. Természetesen egy-egy felvétel alapján nehezen dönthető még el kellő biztonsággal, hogy a látszólag kis szeparációjú objektumegyüttes valóban egymással gravitációs kölcsönhatásban álló, fizikai értelemben is összetartozó rendszert alkotó tagok csoportja-e, vagy csupán egymástól független és igen távoli, de tőlünk épp egymás „mögött” látszó égitesteknek a centrális projekció hatására véletlenül kialakult látszólagos csoportosulása. A Tejútrendszer közelében található objektumok esetében viszonylag könnyű bizonyítani a fizikai kapcsolatot. Elegendő kimutatni, hogy az illető csillagrendszerek valódi (térbeli) távolsága tényleg nem nagyságrendekkel nagyobb karakterisztikus méretüknél, hanem épp lineáris átmérőjük nagyságrendjébe esik. Ezenfelül további bizonyítékokat is szerezhetünk, ha megmérve az objektumok radiális sebességét, közös tömegközéppont körüli keringésre utaló értékeket kapunk, illetve a fotometriai és spektroszkópiai módszerekkel sikerül olyan nagy abszolút fényességű csillagokat felfedeznünk a vizsgált galaxisok környezetében, amelyekről kideríthető, hogy a szóban forgó objektumok között, mintegy összekötő kapcsot, hidat alkotva helyezkednek el. (Hasonlóképp a rádiócsillagászati módszerekkel kimutatható hidrogénfelhők is bizonyíthatják a fizikai kapcsolatot, de ezek távolságának, tehát pontos térbeli helyzetünknek megállapítása, sajnos, meglehetősen bizonytalan.) A fotometria és spektroszkópia által felkínált utóbbi lehetőség azonban a ma rendelkezésünkre álló műszerek teljesítőképessége, valamint bolygónk légkörének a csillagászati megfigyeléseket zavaró hatásai által megszabott korlátok következtében tényleg csak a ma ismert galaxisok töredékénél — talán néhány tucatnyi csillagrendszernél — ad alkalmat perdöntő bizonyítékok megszerzésére. Az észlelési technika fejlődése elsősorban a detektoroké, de a következő évtizedben remélhetőleg már a távcsö-
lőkröké is) és a Föld légkörén kívülre telepített csillagászati obszervatóriumok szolgáltatászerű működtetése azonban oda vezethet, hogy az ily módon tanulmányozható extragalaxisok száma még századunkban meghaladja majd az ezret.

6.4. táblázat. A lokális rendszerhez tartozó galaxisok

Sorszám	Katalógusszám vagy elnevezés	Pozíció	Abszolút fényesség M_{B_T}	Látzólagos fényesség m_{B_T}	Távolság D [10^6 pc]	Típus	Felfedezője, a felfedezés éve
1	M31 (NGC 224)	00 ^h 40 ^m +41°	-21,61	4,38	0,67	Sb	AL-SURI?, ≈964
2	Tejútrendszer (ill. centruma)	17 ^h 42 ^m -28°	-20,6		0,01	Sbc	? ≈550 i. e.
3	M33 (NGC 598)	01 ^h 31 ^m +30°	-19,07	6,26	0,76	Sc	CH. MESSIER, 1764
4	Nagy Magellán Felhő (LMC)	05 ^h 24 ^m -69°	-18,43	0,63	0,06	SBm	AL-SURI??, ≈1515
5	Kis Magellán Felhő (SMC)	00 ^h 51 ^m -73°	-16,99	2,79	0,08	Im	A. CORSALI?, ≈1515
6	IC 10	00 ^h 17 ^m +59°	-16,2	11,70	1,3:	Im?	L. SWIFT
7	NGC 205 (M110)	00 ^h 37 ^m +41°	-15,72	8,60	0,67	S0/E5 pek.	CH. MESSIER, 1773
8	M32 (NGC 221)	00 ^h 40 ^m +40°	-15,53	9,01	0,67	E2	G. J. LE GENTIL, 1749
9	NGC 6822	19 ^h 42 ^m -14°	-15,11	9,35	0,56	Im	E. E. BARNARD, 1884
10	W. L. M. rendszer	23 ^h 59 ^m -15°	-15,04	11,29	1,6	IBm	M. WOLF, 1908
11	IC 5152	21 ^h 59 ^m -51°	-14,6	11,68	1,6	Sdm	D. STEWARD
12	NGC 185	00 ^h 36 ^m +48°	-14,59	10,13	0,67	dE3 pek.	W. HERSHEL
13	IC 1613	01 ^h 02 ^m +01°	-14,50	9,96	0,77	Im	M. WOLF, 1907
14	NGC 147	00 ^h 30 ^m +48°	-14,36	10,36	0,67	dE5	H. L. D'ARREST, 1856
15	Leo A (Leo III)	09 ^h 56 ^m +30°	-13,49	12,70	1,59	IBm	F. ZWICKY, 1940
16	Pegasus rendszer	23 ^h 26 ^m +14°	-13,37	12,41	1,62	Im	A. G. WILSON, ≈1959
17	Fornax rendszer	02 ^h 37 ^m -34°	-11,98	9,04	0,16	dE0 pek.	H. SHAPLEY, 1938
18	DDO 155 (GR 8)	12 ^h 56 ^m +14°	-11,2	14,59	1,3	Im	G. R. REAVES, ≈1955

19	DDO 210 (Aquarius)	20 ^h 44 ^m	-13°	-11,0	15,34	1,6	Im	S. VAN DEN BERGH?, ≅1959
20	Sagittarius dIG	19 ^h 27 ^m	-17°	-10,65	15,6	1,10	Im	H. E. SCHUSTER, 1977
21	Sculptor rendszer	00 ^h 57 ^m	-33°	-10,6	9,0	0,08	dE3 pek.	H. SHAPLEY, 1937
22	Andromeda I	00 ^h 43 ^m	+37°	-10,60	13,9	0,67	dE3	S. VAN DEN BERGH, 1971
23	Andromeda III	00 ^h 32 ^m	+36°	-10,6	13,9	0,67	dE	S. VAN DEN BERGH, ≅1972
24	Andromeda II	01 ^h 13 ^m	+33°	-10,6	13,9	0,67	dE	S. VAN DEN BERGH, ≅1972
25	Pisces rendszer (LGS 3)	01 ^h 01 ^m	+21°	-9,7	15,5	1,0	Im	C. T. KOWAL et. al., 1978
26	Leo I (Regulus)	10 ^h 05 ^m	+12°	-9,62	11,81	0,19	dE3	A. G. WILSON, 1950
27	Leo B (Leo II)	11 ^h 10 ^m	+22°	-9,25	12,3	0,19	dE0 pek.	R. G. HARRINGTON, 1950
28	Ursa Minor rendszer	15 ^h 08 ^m	+67°	-8,2	11,6	0,09	dE4	A. G. WILSON, ≅1955
29	Draco rendszer	17 ^h 19 ^m	+57°	-8,0	12,0	0,10	dE0 pek.	A. G. WILSON, ≅1955
30	Carina dE	06 ^h 40 ^m	-50°	-5,5	(>13)	0,09	dE4	R. D. CANNON et al., 1977

6.8.1. Galaxispárok, galaxiscsoportok

A bolygónkról szabad szemmel is megfigyelhető csillagrendszerek abszolút többségéről például mindhárom említett módon sikerült bizonyítani, hogy fizikai értelemben is szoros kapcsolatban állnak egymással. A *Kis* és a *Nagy Magellán Felhő* ezek szerint egy galaxispár két komponense, míg ez a pár a Tejútrendszerrel együtt egy lazább hármast alkot. Az összetartozást a 6.4. táblázatban közölt távolságadatok, illetve a két *Magellán Felhő* szögtávolsága alapján könnyűszerrel beláthatjuk, de ezt talán még markánsabban demonstrálja az a Sz. GAPOSKIN által felfedezett, száznál több változócsillagot (is) tartalmazó két „bilincs” — híd —, amely a *Kis*, illetve a *Nagy Magellán Felhőt* Galaxisunkhoz „köti”. (A hidak létét egyesek kétségbe vonják, elsősorban arra való hivatkozással, hogy a vizsgált területen nem sikerült semleges hidrogénfelhőket kimutatni.)

Így tehát a négy, pusztá szemmel is felfedezhető csillagrendszer, az *Andromeda-köd*, a *Kis* és a *Nagy Magellán Felhő*, valamint a Tejútrendszer közül a három utóbbi összetartozik, méghozzá egy olyan ún. *összetett triplettet* alkotva, amelynek két komponense egyben szoros kettős is. Ha még tovább vizsgáljuk a közeli extragalaxisokat, akkor a fennmaradt negyedik objektumról, az M31 (NGC 224)-ről is kiderül, hogy ez sem magányos csillagrendszer. A fotókon is mindig vele együtt látható M32 (NGC 221), illetve M110 (NGC 205) katalógusszámú galaxis ugyanis gravitációsan kötött rendszert, triplettet alkot az *Andromeda-köddel*. Ez a szoros hármasszerű rendszer a tőle kissé távolabb fekvő M33 (NGC 598)-mal, vagy égi helyzetére is utaló elnevezéssel a *Triangulum-köddel* és két kisebb elliptikus csillagrendszerrel, az NGC 147, illetve az NGC 185 katalógusszámúval már kis csoportocskát, galaxisrajt formál. Ennek — legnagyobb tömegű és legfényesebb tagjáról — *Andromeda-csoport* a neve. Az *Andromeda* galaxiscsoport a Tejútrendszer által uralt galaxis-hármassal egy nagyobb rendszer, a *Lokális Galaxis Csoport* fő alkotórészei.

6.8.2. A galaxispárok vizsgálatának néhány fontosabb eredménye

Az említett, alig néhány száz parsec távol levő párokon kívül persze igen sok olyan galaxispárt is felfedeztek a kutatók, amelyekről nem volt könnyű eldönteni, valóban fizikai kapcsolat köti-e össze őket, vagy csupán a véletlen játékának tudható be, hogy tőlünk épp egymás közelében figyelhetők meg. Legismertebb képviselőjük a CH. MESSIER által 1773-ban felfedezett ködös objektum (M51 = NGC 5194) a *Vadászkutyák* csillagképben, amelynek közvetlen közelében P. F. A. MÉCHAIN figyelt fel 1781-ben egy kisebb és halványabb ködfoltra (ez utóbb az NGC 5195 számot kapta). A két égitest szögtávolsága négy és fél ívperc, ami indokoltá tette a gyanút, hogy összetartozók. Emellett szólt CH. P. SMYTH admirális felfedezése is, aki határozottan felismerte a két fényes magot övező és egymásba olvadó ködös tartományokat is, melyek közül az M51 magja körülít a Szaturnusz gyűrűrendszeréhez hasonlított. Megfigyeléseit megerősítették a múlt század közepén LORD W. P. ROSSE vizsgálatai, aki szerint az M51 a leglátványosabb spirálgalaxis, amelynek egyik karja minden kétséget kizáróan fizikai összeköttetést biztosít a *Messier*-objektum és a *Méchain*-féle köd között. A vizuális élmény alapján kétségtelennek talált kapcsolat létét azóta asztrofizikai mérésekkel is sikerült bizonyítani.

Az első és mindmáig legkiterjedtebb vizsgálatot a galaxispárok azonosítására HOLMBERG végezte a harmincas években. Az akkor hozzáférhető, az égbolt számottevő részét lefedő, de *inhomogén* csillagászati fotolemez-gyűjteményt átnézve valamennyi,

tizenhat magnitúdónál nem halványabb extragalaxist megvizsgált. (Amennyiben nem emeljük ki külön, általában fotografikus fényrendet értünk a magnitúdó kifejezés alatt.) Az egymáshoz közeli galaxisokat akkor tekintette összetartozónak, ha szög-távolságuk $[S(A, B)]$ eleget tett az alábbi egyenlőtlenségnek:

$$S(A, B) \leq 2(D_A + D_B), \quad (6.8.1)$$

ahol D_A , ill. D_B a két éppen vizsgált galaxis maximális szögátmérőjét jelöli. Az átvizsgált területen — az égbolt több mint 52%-án — ötvenötezer, a fenti látszólagos fényességintervallumba még beleeső csillagrendszert talált. Közülük az általa választott kritérium alapján 695 kettős galaxispárnak, 132 raj pedig több tagból álló rendszernek volt ítéltető.

A már elegendően nagy mintának tekinthető vizsgálati anyagban véletlenül, a térbeli eloszlás centrális vetítésének hatására kialakuló párok száma PÓLYA GYÖRGYNEK egy 1919-ben közreadott formulája révén megbecsülhető. E képlet annak az eseménynek $p(n, S)$ valószínűségét adja meg, hogy egy gömb felszínére n pontot véletlenszerűen felhelyezve, közülük egy sem kerül S -nél közelebb egy további, tetszőleges helyzetű $n+1$ ponthoz:

$$p(n, S) = \cos^{2n}(S/2) \approx e^{-nS^2/4}. \quad (6.8.2)$$

Ennek alapján az olyan párok várható száma, amelyek szeparációja S és $S+dS$ közé esik:

$$(n^2 S/2) e^{-nS^2/4} dS. \quad (6.8.3)$$

A fenti várható érték kiszámításakor azonban minden egyes galaxispár kétszer szerepel, egyszer mint A, B , másodszor pedig mint B, A . Ezért az e formulára alapozott becsléseknél még kettővel osztani kell majd.) A továbbiakban N_1 -gyel jelölve a vizsgált területen az adott látszólagos fényességintervallumba eső galaxisok négyzetfokokénti átlagos számát, ennek és a tetszőlegesen választható, de nem túlságosan nagy szeparációinak függvényében megbecsülhető a véletlen hatására „létrejövő” olyan galaxispárok négyzetfokokénti száma (N_2), amelyekhez tartozó komponensek szög-távolsága nem nagyobb $S(A, B)$ -nél. A becslés a fenti formulából származtatható alábbi képlet segítségével végezhető el, amennyiben $S(A, B)$ -t fokokban fejezzük ki:

$$N_2 = N_1(N_1, S) \approx \pi N_1^2 S^2/2. \quad (6.8.4)$$

Bár igaz, hogy HOLMBERG 1937-ben közreadott katalógusában nem szigorúan meghatározott $S(A, B)$ érték alapján kiválogatott galaxispárok adatait közölte, hisz általa a (6.8.1) képlet szerinti, az éppen figyelembe vett csillagrendszerek látszólagos méretétől függő szeparáció jelentette a kritériumot, mégis megadható egy olyan átlagos S érték ($\bar{S} = 0^\circ 1$), amelynek használata révén megbecsülhető az átvizsgált mintában pusztán a véletlen hatására kialakult látszólagos galaxispárok részaránya. Ez esetben csupán a Tejútól távolabb eső, kis intersztelláris elnyelésű vidékekre szorítkozva megállapítható, hogy e tizenötezer négyzetfok kiterjedésű területen elszórt húsz ezer galaxisból a véletlen folytán mindössze negyvenkét olyan látszólagos párnak valószínű a kialakulása, amelynek tagjai egymástól legfeljebb hat ívperc távol vannak. Ez HOLMBERG által talált mennyiség alig hat százaléka, s így az elmondottak alapján lehetetlen, hogy a maradék 653 galaxispár java tényleg olyan fizikai rendszer, amelynek tagjai térben is lényegesen közelebb vannak egymáshoz az átlagosnál.

Jóllehet az égbolt nagy részének módszeres fotografikus feltérképezése (a Palomar Observatory Sky Survey felvétele) után kiderült, hogy HOLMBERG statisztikája nem teljesen pontos — például a rosszabb minőségű lemezekon alkalmanként csillagokat is

galaxisoknak nézett, s ezzel megnövelte a galaxispárok „előfordulásának” gyakoriságát —, a későbbi eredmények is alátámasztják azt a következtetést, hogy vannak, méghozzá tekintélyes számban, galaxispárok.

A POSS lapjain lényegesen halványabb és kisebb szögátmérőjű extragalaxisok is láthatók, így lehetőség nyílt (kisebb) területek nagyobb „mélységben” való átkutatására. T. L. PAGE, C. C. DAHN és F. F. MORRISON kétszázhetven négyzetfoknyi égbolt-fotót néztek át, részben a *Coma Berenices* és a *Virgo* csillagkép területéről, részben pedig olyan vidékekről, ahol feltehetően nem látni halmaztag galaxisokat a választott 18,5 magnitúdós látszólagos fényességhatárig. Ők úgy definiálták a párokat, hogy azoknak tagjaira teljesüljön:

$$S(A, B) \leq 3(D_A + D_B). \quad (6.8.5)$$

A tanulmányozott nyolcezer-ötszáz galaxis között háromszázhuszonkét ilyen párt sikerült fölfedezniük. Természetesen ezek között már sokkal nagyobb részarányban kell szerepelniök véletlen folytán párnak tűnő ún. *optikai galaxispároknak*, hiszen ilyen halvány csillagrendszerből már lényegesen több van egységnyi területen, mint a fényesebbekből. Valóban, a (6.8.4) formulát alkalmazva kideríthetjük, hogy ebben az esetben már a párok nyolcvan százaléka látszólagos, és csupán minden ötödik ilyen objektum fizikai kettős.

Érdekes, hogy az 1961-ben közreadott eredmények szerint olyan párt is sikerült találniok, amelyben a tagok látszólagos fényességének különbsége kilenc fényrend, míg szögátmérőjük aránya hatvan volt. Minthogy fölöttébb valószínűtlennek tűnt, hogy egymástól ennyire különböző rendszerek rendeződjenek párokba, felmerült annak szükségessége, hogy ne csupán a két objektum látszólagos szeparációját, hanem látszólagos fényességük különbségét, látszó méretük arányát, sőt esetleg morfológiai hasonlóságukat vagy különbözőségüket is vegyék tekintetbe annak definiálásakor, hogy milyen rendszereket tekintenek párba tartozóknak. Bár nem zárható ki teljes biztonsággal, hogy akár tudat alatt is ne alkalmaztak volna a különböző kutatók ilyen kritériumokat is vizsgálataik során, általában nehéz megtámadni azt az ellenpéldát, amelyet e kérdéssel kapcsolatban az *Andromeda-köd* és két kísérője (egy minden kétséget kizáróan összetartozó fizikai rendszer három tagja) szolgáltat. E triplétt komponenseinek szempontunkból fontosabb adatai:

Objektum:	M31	M32	M110
Jele:	A	B	C
m_{ps}	4,6	9,4	9,7
D	159'	3,6	10,0
Típusa:	Sb	E2	SB0

Az adatok közötti legszélsőségesebb eltérések:

$$m_A - m_C = -5,1,$$

$$D_A/D_B = 44,$$

$$T_B - T_A = 8, \dots, 12 \text{ osztály.}$$

Összefoglalva megállapítható tehát, hogy valóban léteznek galaxispárok, méghozzá olyanok is, amelyeknek komponensei egymáshoz a legkevésbé sem hasonlítanak. A párok kiválogatására a (6.8.5) formula által szolgáltatott kritérium látszik a legcélszerűbbnek. Természetesen ezen egyenlőtlenség teljesülése csupán szükséges, de nem elegendő feltétel ahhoz, hogy a vizsgált pár valóban fizikai kettős legyen. Statisztikai módszerekkel már egy-egy csillagászati felvétel elemzése (néhány négyzetfok

területű látómező esetén) révén is megbecsülhető a véletlen, optikai párok várható legvalószínűbb száma, s ez korrekcióként számításba vehető. Az intersztelláris abszorpciótól többé-kevésbé mentes vidékeken például tizenhat magnitúdós látszólagos fényességhatárig minden huszadik, de tizenhét és fél magnitúdóig már ötből négy galaxispár csupán optikai kettősrendszer. A fizikai párok részletesebb elemzése révén sikerült meghatározni a valódi párok tagjainak várható maximális térbeli távolságát is. Ez kétszázharminc parsecnek adódott, ami a nagyobb extragalaxisok átmérőjének körülbelül a duplája vagy a triplája.

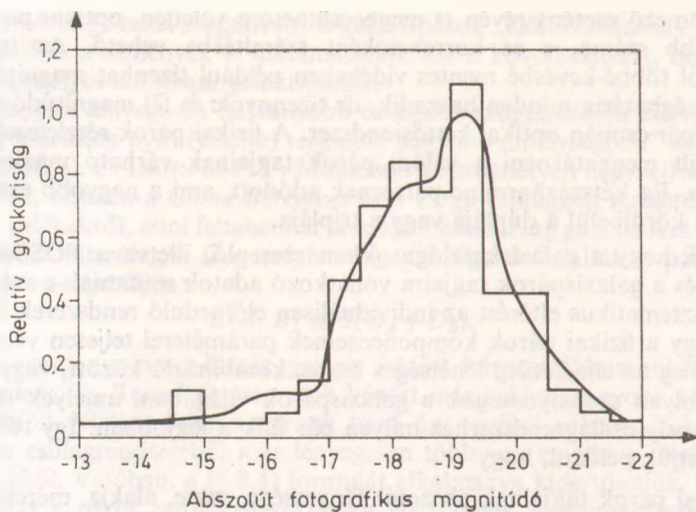
Felvethető, hogy a galaxiskatalógusokban szereplő, illetve a POSS-felvételekről leolvasható és a galaxispárok tagjaira vonatkozó adatok mutatnak-e valamilyen jellegzetes, szisztematikus eltérést az individuálisan előforduló rendszerek jellemzőitől, továbbá, hogy a fizikai párok komponenseinek paraméterei teljesen véletlenszerűen oszlanak-e meg az elméletileg lehetséges összes kombináció között, vagy esetleg felismerhetők olyan szabályosságok a galaxispárok világában, amelyek mintegy előírják, hogy mely csillagrendszerhez milyen pár illik a legjobban. Így többek között megkérdezhetjük például, hogy

1. A fizikai párok tagjainak abszolút fényessége, színe, alakja, mérete stb. észrevehetően eltér-e az egyedi galaxisokétól?
2. Van-e kapcsolat az egyazon párba tartozó csillagrendszerek abszolút fényessége, színe, alakja, mérete stb. között?
3. Rendezettek-e a galaxispárok (tagjaik impulzuszórási-vektora állhat-e egymáshoz képest tetszőlegesen, vagy vannak olyan kitüntetett relatív helyzetek, amelyek kiugróan nagy gyakorisággal fordulnak elő)?
4. Mekkora a galaxispárok tömege, össztömegük és luminozitásuk viszonya?
5. Van-e korreláció a fizikai párok tagjainak morfológiai típusa és a rendszer tömege között?

Ha a példaként felhozott, illetve további hasonló, a csillagrendszerek geometriai, fizikai, kémiai jellemzőire vonatkozó kérdésekre (amelyek az individuális és a fizikai párokba vagy akár nagyobb csoportokba, halmazokba tartozó galaxisok állapotátározóinak viszonyát feszegetik) kellően szabatos és határozott válaszokat tudnánk adni, minden bizonnyal sokat segítenénk azoknak a kutatóknak, akik a csillagrendszerek születésének és további életútjának törvényszerűségeit igyekeznek fölírni.

A különböző paraméterek mérésének, illetve becslésének nehézségei, a kapott eredmények sok esetben igen nagy szórásra, a mérési hibák (amelyek az extragalaktikus csillagászatban ma még sajnos messze vannak attól, hogy elhanyagolhatóknak tekinthessük azokat), s nem utolsósorban az a tény, hogy a különböző kutatók, illetve kutatócsoportok által közreadott eredmények gyakran homlokegyenest ellentmondanak egymásnak, erősen leszűkítik a többé-kevésbé biztosan megválaszolható kérdések körét.

Az első kérdésre elég határozott nemmel válaszolhatunk, hiszen az eddig publikált kutatási eredmények szerint mind a galaxispárokból, mind a több tagot tartalmazó rendszerekben szinte kivétel nélkül megtalálhatjuk valamennyi, az egyedi csillagrendszerek tanulmányozása során azonosított galaxistípus képviselőit. Ráadásul különböző morfológiai osztályokba tartozó, a különböző színű és abszolút fényességű, vagy a különböző méretű galaxisok előfordulási gyakorisága függetlennek mutatkozik attól, hogy individuális objektumok-e, vagy csoportocskák tagjai (6.10. ábra, 5. táblázat).



6.10. ábra. Az extragalaxisok relatív gyakoriságeloszlása integrált abszolút fotografikus fényességük függvényében (S. VAN DEN BERGH szerint). A hisztogram 145 galaxispár tagjainak, a folytonos görbe 500 mezőgalaxis adatai alapján készült

6.5. táblázat. Galaxispárok adatai

A megvizsgált rendszerek száma	A megvizsgált tagok száma főbb típusonként				A tagok átlagos tömege 10^{10} Nap-tömegben	Megjegyzések
	Irr	S	S0	E		
52	2	52	17	43	$31,2 \pm 10,6 +$	+ Valamennyi rendszer o Csak a tiszta párok x Csak a legpontosabb megfigyelések
33	1	29	10	26	$26,0 \pm 13,9 o$	
41	1	44	13	33	$28,8 \pm 9,0 x$	
16	2	32	0	0	$4,0 \pm 4,2 -$	- Csak S és Irr o Csak a tiszta párok x Csak a legpontosabb megfigyelések
10	1	19	0	0	$1,6 \pm 2,0 o$	
13	1	27	0	0	$1,5 \pm 1,7 x$	
18	0	0	11	26	$66,2 \pm 29 \Delta$	Δ Csak E és S0 o Csak a tiszta párok x Csak a legpontosabb megfigyelések
13	0	0	8	18	$63,6 \pm 38 o$	
13	0	0	8	19	$59,4 \pm 15 x$	
18	0	20	6	17	$31,4 \pm 17 *$	* Kevert rendszerek o Csak a tiszta párok x Csak a legpontosabb megfigyelések
10	0	10	2	8	$27,7 \pm 23 o$	
15	0	17	5	14	$31,4 \pm 18 x$	

Ami az egyazon párba tartozó objektumok tulajdonságait illeti, úgy látszik, fennáll valamilyen korreláció. A tag-galaxisok morfológiai típusát vizsgálva például figyelemre méltó eltérést tapasztalhatunk attól az esettől, amely akkor állna elő, ha a galaxispárokat az összes rendszer közül véletlenszerűen válogatva „alkotnánk meg”. Bár ebben az esetben is kicsiny a minta, s elég nagy a szórás, mégis valószínű, hogy az azonos vagy egymáshoz közel álló osztályokba tartozó objektumok nagyobb valószínűséggel kerülnek egy párba.

E szabályszerűségeknél határozottabban látszik érvényesülni az, amely az egyazon galaxispárhoz tartozó két csillagrendszer abszolút (fotografikus) fényességének és legnagyobb átmérőjének viszonyát „szabályozza”. Eszerint

$$M_1 - M_2 = -3 \log \frac{D_1}{D_2}, \quad (6.8.6)$$

ahol M_1 és D_1 , illetve M_2 és D_2 , a két égitest abszolút fényességének, illetve parsecben megadott legnagyobb átmérőjének értékét jelöli.

Ami harmadik kérdésünket illeti, az a tény, hogy a szabálytalan csillagrendszerek kivételével az összes többi esetben felismerhetők a forgásszimmetria jellegzetességei, arra a következtetésre vezet bennünket, hogy az utóbbiak (vagyis az extragalaxisok túlnyomó többsége) esetében megállapítható egy kitüntetett irány, amely feltehetően egybeesik a rendszerek impulzumomentum-vektorának irányával. Arra kellene tehát választ kapnunk, vajon az így definiált irányok a párok esetében párhuzamosak-e egymással? Tekintve, hogy a galaxisok valódi lapultsága és térbeli elhelyezkedése igen nehezen, jószerivel kizárólag sok objektumból álló minta összességére, statisztikai módszerekkel állapítható csak meg, s az így kapott eredmények lényegében kizárják annak lehetőségét, hogy a párok esetére határozott következtetéseket vonjunk le belőlük, ez a galaxisok kialakulásának és fejlődésüknek vizsgálata szempontjából is igen lényeges kérdés napjainkban sajnos még nem válaszolható meg.

Abból az általánosan elfogadott feltételezésből indulva, hogy a gravitációsan kötöttnek tekinthető fizikai párok tagjai a kettősrendszer tömegközéppontja körül stabil pályákon keringenek, s ehhez véve még két egyszerűsítő feltevést, miszerint a pályák kör alakúak (vagy csak igen csekély numerikus excentricitású ellipszisek), továbbá, hogy a párok pályasíkja teljesen véletlenszerűen oszlik el, HOLMBERGnek és T. L. PAGENek sikerült kiszámítani a jó néhány galaxispár tagjainak valószínű tömegét, méghozzá morfológiai típusuk függvényében (lásd a 6.5. táblázatot). Eredményeiket összevetve az individuális mezőgalaxisokra kapottakkal megállapítható, hogy az egyezés igen jó, azaz a galaxispárok tagjainak tömege nem mutat szisztematikus eltérést előbbiekétől. Ami a negyedik kérdés második részét illeti, azzal egy kicsit más helyzetet. A csillagok fizikai vizsgálata során sikerült föltárni, hogy ezen objektumok legtöbbször (azaz tulajdonképpen egy-egy csillag életének legnagyobb részében) igen pontosan megszabott tömeg—fényesség reláció érvényesül. Eszerint különböző tömegű csillagok luminozitását összehasonlítva, mindig lényegesen nagyobbak adódik a nagyobb tömegűeké. Az extragalaxisokban azonban a legnagyobb tömegű csillagok megjávára már nem szükségszerűen sugároz számottevő teljesítménnyel a látható sáv tartományban, hanem igen rövid életű lévén, sokuk feltehetően már olyan állapotba jutott, amely messziről egyáltalában nem szembeötlő. Kivételt csak az olyan rendszerek képezhetnek, amelyekben ma is folyamatosan keletkeznek nagy tömegű luminozitású csillagok, tehát azok, amelyekben számottevő mennyiségben rendelkezésre áll a szükséges alapanyag. Jól ismert tény, hogy az elliptikus galaxisok a legmegényezőbbek csillagközi anyagban (ezekben mindeddig nem lehetett azt kimutatni), feltehetően ezek csillagnépessége lesz tehát a legmagasabb átlagéletkorú. Emiatt

náluk várhatjuk az egységnyi elektromágneses sugárzási teljesítményre eső legnagyobb tömeget. Valóban ez a helyzet. Szokás szerint mind az objektumok tömegét, mind pedig luminozitásukat a Nap megfelelő jellemzőihez viszonyítva azt kapjuk, hogy a tömeg/luminozitás arány az elliptikus galaxisok esetében a legmagasabb, hozzávetőleg harminc. Ráadásul ezeknél a csillagrendszereknél vitathatatlanul megállapítható a csillagoknál tapasztalt törvényszerűséggel ellentétes tendencia. A galaxispárok elliptikus tagjainál ugyanis már kilencven, a galaxiscsoportokba tartozóaknál kétszáznyolcvan, míg a galaxishalmazok elliptikus csillagrendszereinél még ennél is nagyobb a Napra vonatkoztatott tömeg/luminozitás arány. A spiráloknál és a szabálytalan galaxisoknál más a helyzet. Ezek össztömegének igen jelentős részét gáz- és porfelhők teszik ki. Lehetőség van tehát bennük arra, hogy egyre újabb és újabb csillagok szülessenek, azaz népségük számottevő része akár egészen fiatal is lehet. Emiatt egységnyi elektromágneses teljesítmény megtermeléséhez átlagosan lényegesen kevesebb tömegre van csak szükségük. Így e rendszerek esetében a Napra vonatkoztatott tömeg/luminozitás arány átlagértéke — az individuális objektumok esetében tapasztalható rendkívül nagy szórás mellett — lényegében független attól, hogy a vizsgált galaxis fizikai pár egyik tagja-e vagy sem.

Hogyan keletkezettek a galaxispárok?

Az elmondottakból kitűnik tehát, hogy az első ránézésre galaxispárokat alkotni látszó csillagrendszerek számottevő része valódi fizikai párok egy-egy tagja, sőt az is, hogy a kettősök komponenseit a tömegvonzási erőn kívül még más is összekapcsolja (épp a fenti kérdéssorozatra adható válaszok bizonyítják ezt). Nem alaptalan tehát arra gyanakodnunk, hogy a galaxispárokat alkotó csillagrendszerek szoros — mondhatni „genetikai” — kapcsolatban, igazi „rokonságban” vannak egymással. Ez úgy értendő, hogy az ilyen égitestek térben és időben együtt alakultak ki — megengedve még azt a lehetőséget is, hogy születésükkor, illetve azt követően akár kisebb-nagyobb galaxiscsoportok, rajok, halmazok tagjaiként váltak önálló életet élő kozmikus objektumokká —, s lassanként formálódva, változva mindmáig egymás közelében maradtak. A megfigyelési tények ekként való értelmezését statisztikai megfontolások is alátámasztják. Figyelembe véve az univerzum vizsgált tartományaiban észlelt átlagos galaxissűrűséget, a csillagrendszerek vándorlását és méretüket, továbbá a galaxispárokba való sorolásuk során alkalmazott kritériumokat, kiszámítható, hogy mindenképp lényegesen több fizikai párt találhatunk az extragalaxisok világában, mint amennyinek akkor kellene megfigyelhetőnek lennie, ha a galaxispárok az individuálisan kialakult és fejlődő csillagrendszerek véletlen találkozásai következtében jöttek volna létre.

Korunk legérzékenyebb csillagászati műszereivel néhány százmillió parsec távolságig többé-kevésbé pontos képet alkothatunk az extragalaxisok világáról. Ennek alapján kiszámítható, hogy a csillagrendszerek homogén eloszlását feltételezve átlagosan tízbillió esztendőnek kell eltelnie bármely galaxisnak egy-egy másikkal való két találkozása között, ha ezen objektumok mozgása teljességgel rendezetlen (random jellegű). A legősibb kozmikus objektumokra elfogadott tíz-tizenötmilliárd éves kort figyelembe véve, ez roppant hosszú idő (annak mintegy ezerszerese), így a véletlen találkozások szerepe a galaxispárok — és különösen a több tagból álló rendszerek — létrehozásában mindenképpen csekély kellett, hogy legyen. Ez persze nem jelenti azt, hogy az egyébként bizonyára szintén együtt keletkezett galaxisokból felépülő dús halmazokon belül, ahol az átlagos térbeli galaxissűrűség a homogén eloszlásra jellemző értéknél több nagyságrenddel is nagyobb lehet, ne volna szerepe e találkozásoknak a galaxispárok kialakításában. E megállapítás azonban csak annyival egészíti ki fenti hipotézisünket, hogy a világmindenség egy szűkebb téridő tartományá-

an született galaxisok tényleges párokba való rendezését (s ezzel együtt e párok szét-
szakítását, majd a halmaz tagjaiból újabbak összeállítását) már ezen objektumok
ilyen komplex fizikai kölcsönhatásai szabályozzák, amelyek összességét jelen pillá-
natban — jobb híján — kénytelenek vagyunk véletlen hatásként kezelni.

6.8.3. Kölcsönható galaxisok

Becslések szerint a POSS lapjain mintegy százezer galaxispár, három vagy még több
extragalaktikus objektumrendszer azonosítható. E rendszereket mint újabb
típusokat különböző jellemzőik alapján osztályokba sorolhatjuk. Az egyik
gyakrabban alkalmazott felosztás, a DE VAUCOULEURS-tól származó, a galaxis-
párok körében három alapvető típust különböztet meg. Ezek:

- a) Viszonylag nagy szeparációjú csillagrendszerpárok, amelyekben a tagok közötti
fizikai kapcsolat soha nem fedezhető fel a fényképek vizuális kiértékelésével. Minden
szorossal sok közöttük az optikai pár.
- b) Olyan szoros kettősök, amelyek észrevehető hatással vannak egymásra.
- c) Útköző rendszerek. Ezek legfeltűnőbb részei a fényképeken összeérni látszanak.
komponenseken a gravitációs perturbáció árapálykeltő hatása következtében
alakuló deformációk könnyen felismerhetők.

Sikerült azt is megállapítani, hogy míg az a) típusú párok térbeli szeparációja
általában nem kisebb a csillagrendszerek átmérőjénél, addig a b) típusba tartozóké
ár kb. csupán ezen érték harmada, míg a c) típusú pároknál a komponensek távol-
ga lényegében definiálatlan. A két utóbbi típusba tartozó rendszereket elsőként
A. VORONCOV-VELJAMINOV tanulmányozta, aki 1958-ban mintegy félezer ilyen
objektum vizsgálatáról számolt be. A következő esztendőben publikált katalógus
Atlas and Catalogue of Interacting Galaxies, Moszkva 1959) háromszázötvenöt
ilyen galaxispárt és csoportoskát mutat be, amelyeknek tagjai feltehetően hatással
vannak egymásra. E katalógus adatait a POSS-felvételekről leolvasható informá-
cióból nyerték.

Az egymással szoros kapcsolatban levő extragalaktikus objektumok leglátványo-
sabb rendszereiről készült fotókat H. ARP: Atlas of Peculiar Galaxies című, 1966-ban
megjelent művében találhatjuk meg összegyűjtve. (Ugyanebben az ismertetett morfo-
logiai típusokba be nem sorolható különleges, pekuláris galaxisok képei is szép
mértékben szerepelnek.)

Feltűnő, hogy milyen gyakoriak az ilyen objektumok alkotta kozmikus rendszerek.
A teljes POSS-anyagon becslések szerint több ezerre tehető a viszonylag könnyen —
azaz jó nagyítóval, kellő figyelemmel és kitartással — azonosítható példányok száma.
Ez különösen meglepő, hogy miért csak a huszadik század második felében figyeltek
rájuk, hiszen már mintegy száz esztendeje ontják a csillagászati obszervatóriumok
olyan felvételeket, amelyeken jól felismerhetők az extragalaktikus „ködök” is.
A kiválasztásnak minden bizonnyal elsősorban technikai jellegű okának kell lennie,
hiszen a képeket mindig is igen nagy figyelemmel tanulmányozták a legkülönbözőbb
állítottságú kutatók. Vajon mi lehet ez az ok? Miben különböznek például a POSS-
párok WOLF híres heidelbergi képeitől?

Két igen lényeges dologban mindenképp. Először is a Palomar Observatory váro-
sától viszonylag távol, igen tiszta, nyugodt atmoszférájú hegyvidéken épült, szemben
a német városka kellős közepén fölállított csillagdával. Nyilvánvaló hát, hogy
a két helyről még ugyanazzal a műszerrel sem lehetne hasonló, vagy pláne azonos

minőségű felvételeket készíteni, nem is beszélve arról, hogy valamicskét azért a fotóanyagok minősége is javult az elmúlt évtizedekben.

A másik lényeges eltérés a fényképek elkészítésére szolgált, illetve szolgáló optikai rendszerek felépítésében keresendő. A csillagászati fényképezés megindulásával előbb fotografikus refraktorokkal, majd asztrográfokkal vették föl a képeket. E műszerek nyílászviszonyára (hasznos átmérőjük és gyújtótávolságuk arányára) teljesül az alábbi összefüggés:

$$1/6 \cong D/f \cong 1/15. \quad (6.8.7)$$

A fotósok szóhasználatával élve úgy is mondhatnánk, hogy ezek a csillagászati fényképezésben üttörő jelentőségű eszközök nagyon lassúak voltak, ahhoz képest, hogy mekkora területről gyűjtögették az égitestek fényét, túlságosan nagy lemezekre szórták szét azt. További — viszonylag kis átmérőjükből eredő — hátrányuk még a bennük keletkező elhajlási kép durvább szerkezete.

Ezzel szemben az égbolt nagyobb tartományainak fényképezésére ma elsősorban *Schmidt*-teleszkópokat alkalmaznak. Ezek a legfényerősebb csillagászati távcsövek. Nyílászviszonyukra (a harmincas-negyvenes években készült néhány kísérleti példánytól eltekintve) általában teljesül a

$$2/3 \cong D/f \cong 1/3 \quad (6.8.8)$$

összefüggés. E csillagászati értelemben véve valóban fényerősnek tekinthető optikai elrendezés további előnye, hogy a kozmikus objektumok leképezését egy homorú szférikus tükörrel oldja meg. Így a meglehetősen vékony és csekély görbületű korrekciós lemez diszperziós hatását is figyelembe véve, gyakorlatilag akromatikus rendszer lévén, még igen széles színképtartományokban is nagyon éles, kontrasztos képet ad. A *Schmidt*-felvételeken tehát nagy biztonsággal megkülönböztethető egymástól a távoli galaxisok és a közeli csillagok képe, sőt jól körülhatárolhatók az égi háttérből csak fokozatosan kiemelkedő, diffúz csillagrendszerek is. A nagy nyílászviszony fontosságára utal az a megfigyelés is, hogy a Palomar Observatory kisebb *Schmidt*-teleszkópja, amelynek szabad nyílása csupán tizennyolc hüvelyk (45,72 cm), de nyílászviszonya 1/2, hatékonyabbnak mutatkozott az extragalaxisok statisztikai vizsgálatában, mint a híres nagy *Schmidt*-távcső [amelynek korrekciós lemeze negyvennyolc hüvelyk (121,92 cm) átmérőjű], csillagászati műszerek körében szintén szokatlanul nagy, 2/5 nyílászviszonyával.

A technikai feltételek javulásával párhuzamosan fokozatosan megnőtt az érdeklődés a „ködfoltok” iránt azt követően, hogy századunk első negyedében végérvényesen eldőlt: a Tejútrendszer csupán parányi szigetecske a hatalmas univerzumban, amelyben a spirálködök mindegyike egy-egy galaxis. Ez a megnövekedett érdeklődés feltehetően ugyancsak hozzájárult ahhoz, hogy a kutatók éveket töltsenek azzal, hogy a fotolemezeken általában csupán parányi diffúz foltoknak tűnő extragalaxisokat tanulmányozzák.

A galaxisok között fellépő kölcsönhatási erők a következő főbb alakzattípusok létrehozásában játszhatnak szerepet:

1. *Fénylő anyaghíd* a csillagrendszerek között. Ez lehet egy hosszabb, valamely spirálkar meghosszabbításaként kialakult ív, vagy a két galaxis közötti terület anomálishan kifényesedett része, amely sok esetben a Tejútrendszerben található *Dumbbell-ködhöz* hasonló alakot ölt.

2. *Csóva vagy „ellenkar”*. Ez a keskeny, de igen gyakran hosszán elnyúló alakzat a kölcsönható galaxisoknak épp a „külső” oldalán, azaz a párjukkal átellenben

figyelhető meg, s minden bizonnyal a két rendszer egymásra gyakorolt árapálykeltő hatása nyomán alakul ki.

3. *Intergalaktikus nyúlvány.* Ez a legtöbbször felettébb bizarr alakú — alkalmanként zászlóra, sarkantyúra emlékeztető — formáció individuálisnak tűnő csillagrendszerekhez kapcsolódik; így feltehető, hogy az ilyen objektumok egy-egy rég felbomlott galaxispár maradványai.

4. *Extragalaktikus fényúvar.* Ez a kölcsönható rendszereket alkalmanként halvány, vagy csak alig észrevehető közös burokként körülölelő, nagy valószínűséggel az átlagosnál lényegesen sűrűbb intergalaktikus anyagból fölépülő halo elsősorban az egymáshoz nagyon közel levő csillagrendszerekből álló kompakt galaxisrajok környezetében figyelhető meg.

E főbb alakzatípusok a legkülönbözőbb méreteken, számtalan variációban ismerhetők fel a csillagászati távcsövekkel készített felvételeken. Az eddig átvizsgált anyag statisztikai elemzése révén arra a következtetésre jutottak a kutatók, hogy az elliptikus és a lentikuláris galaxisok között megfigyelhető hidak általában inkább rövidebbek és szélesebbek, s legtöbbször fényesek, míg a spirálrendszerek karjait összekötők sokkal gyakrabban keskenyek és hosszúak. Elfogadhatónak tűnik az intergalaktikus hidak és a kifeszített gumiszalagok analógiája, vagyis az a megállapítás, hogy minél hosszabb egy-egy ilyen alakzat (azaz minél jobban kifeszített az utóbbi), annál keskenyebb, vékonyabb.

A hidak sosem tűnnek szivar alakúnak, ahogyan azt J. H. JEANS csillagütkezési elmélete alapján várni lehetne.

A hidak és a nyúlványok a spirálgalaxisok esetében elsősorban a karokhoz kapcsolódnak — ebben az esetben, ha nem annak fősíkjában húzódnak, a kar elhajlik —, de arra is számos példát ismerünk, amikor ezek az alakzatok közvetlenül a csillagrendszer nukleáris régiójából látszanak eredni. Ilyenkor szemmel láthatólag a legcsckélyebb kapcsolat sincs közöttük és a spirálszerkezet között.

Vannak olyan elliptikus, sőt akár szférikusnak tűnő csillagrendszerekből álló párok, amelyeknek komponensei között két (leggyakrabban különböző szekezetű) híd is kapcsolatot teremt.

A csóvák gyakoribbnak tűnnek a fényes hidaknál. Néha alig fedezhetők fel, máskor $2 \cdot 10^4 \dots 3 \cdot 10^4$ pc-en át nyomon követhetők.

Az ismertetett fénylő alakzatok spektroszkópiai vizsgálata alátámasztja azt a feltevést, hogy ezek is a galaxisokra jellemző alkotórészekből, elsősorban csillagokból és kisebb arányban intersztelláris anyagból épülnek fel. Emissziós vonalak vagy sávok a hidak, csóvák, nyúlványok spektrumára egyáltalán nem jellemzőek.

A csillagrendszerek között fellépő kölcsönhatások alkalmanként sötét formációk létrehozásában is megnyilvánulnak. Ezek elsősorban olyankor válnak fölismerhetőkké, ha valamely galaxis fényes magja vagy korongja előtt látszanak húzódni. Ilyen esetekben mintegy „kettéhasítják” a mögöttük levő objektumot. A lentikuláris és spirálgalaxisok szimmetriasíkjában koncentrálódó sötét csillagközi felhőktől azokban az esetekben tudjuk elkülöníteni ezeket, ha kiemelkednek e síkból. Az említett jelenségre a legszebb példát talán az NGC 3628 szolgáltatja, amelynél az NGC 3623 okozta perturbáció hatására a fényelnyelő anyag az égitest fősíkjával több okos szöget bezáró síkban vált ki anomális abszorpciót.

A semleges hidrogéngázból álló csillagközi felhők tanulmányozásában igen hatékonynak bizonyult rádiócsillagászati módszer, a huszonegy centiméteres emissziólemzése az extragalaktikus objektumok körében is igen jól gyümölcsöztethető. Ehhez az szükséges, hogy a műszerek eléggé érzékenyek legyenek, s hogy érzékenységük jó feloldóképességgel párosuljon. Lévéen, hogy az igazán távoli extragalaxisok

látszólagos átmérője általában még az egy ívpercet is csak alig-alig éri el, egyes részleteik, vagy a szoros galaxispárok, csoportocskák tagjai között húzódó gázfelhők struktúrájának vizsgálatához nem elegendők az egyszerű rádióteleszkópok, hanem ahhoz egymástól igen nagy távolságra felállított vevőkből kiépített interferométerek szükségesek.

A rádióinterferométerek, közülük is elsősorban az igen nagy bázistávolságúak (VLBI) segítségével a kutatóknak számos esetben sikerült kimutatniuk, hogy a kölcsönhatásban álló csillagrendszerek környezetében tekintélyes sűrűségű, méretű és tömegű, neutrális hidrogénfelhők is vannak.

A látható színeképtartományban nem sugárzó intergalaktikus felhők létének kimutatásán túl meglepő fölfedezéssel is szolgáltak e megfigyeléssorozatok. Fényt derítettek ugyanis arra a korábban csak gyanított tényre, hogy nemcsak a kölcsönható rendszerek b), illetve c) típusa esetén jöhetnek létre e rendszerek tagjait összekötő formációk, hanem még az a) típusúnak definiált laza csoportosulásokban is. Jó példa erre az NGC 4631 és az NGC 4656 között felfedezett hidrogénfelhő, amely az egymástól több tízezer parsec távol levő két objektumot látszik összekapcsolni.

Néhány részletesebben is tanulmányozott kölcsönható galaxispárnál sikerült meghatározni a komponensek valószínű térbeli távolságát, a belőlük kiinduló hidak és csóvák hosszát. Így kiderült, hogy az optikai tartományban sem ismeretlenek e gigászi objektumok. A *Halak* csillagképben levő *Wilson*-féle kettősrendszer (hozzávetőleg százmillió parsec távol lehetünk tőle) galaxisait szemmel láthatólag fénylő híd kapcsolja össze, s az egyik csillagrendszerből e híd meghosszabbításaként egy csóva is kiágazik. Sikerült meghatározni a két komponens hozzánk viszonyított radiális sebességét, ami rendre hétezer-húsz, illetve hatezer-hétszázhusz km/s-nek adódott. A csupán négy százalék körüli sebességkülönbség minden kétséget kizáróan amellől szól, hogy az objektumok fizikai párt alkotnak. Figyelembe véve a rendszer teljes hosszát és távolságát, arra a következtetésre kell jutnunk, hogy térbeli kiterjedése meghaladja a $2 \cdot 10^5$ pc-t, ami valóban lényegesen nagyobb az extragalaxisok átlagos átmérőjénél, sőt körülbelül háromszorosan felülmúlja például a *Tejútrendszer* és a *Magellán Felhők* távolságát is.

Ugyancsak roppant érdekes az NGC 4038 és az NGC 4039 alkotta pár nyújtotta látvány is. Ez a galaxispár olyan feltűnően kompakt rendszert alkot, amelyben a komponensek legfényesebb, tehát feltehetően legnagyobb sűrűségű centrális részei valószínűleg egymásba olvadni látszanak. A viszonylag kis kiterjedésű „ütközőzónából” azonban két igen élesen kirajzolódó, egymással szinte pontosan átellenben megfigyelhető keskeny ív nyúlik ki. Ha a valóságnak megfelel a rendszer távolságára levezetett $2 \cdot 10^7$ pc érték, akkor az objektum fotolemezeken megörökített tartományai legalább $1,6 \cdot 10^5$ pc hosszúságúak (6.11. ábra, melléklet).

E különös formájú extragalaktikus objektumot egy időben teljesen szabálytalan csillagrendszernek tekintették. Néhány további, hasonló alakú égitest felfedezése után azonban már felmerült az igény egy olyan magyarázat iránt, amely számot tud adni e jellegzetes formációk kialakulását eredményező fizikai folyamatokról is. Az elméleti szakemberek szinte elképedtek a fényképek láttán, és hosszú éveken át semmilyen elfogadható érvet sem tudtak felhozni annak alátámasztására, hogy amit látnak, nem pusztán a véletlen műve, hanem csillagrendszerek közötti fizikai jellegű kölcsönhatás törvényszerűen fellépő következménye. Végül a számítástechnika terén bekövetkezett gyors ütemű fejlődés egyik melléktermékeként sikerült sokak számára eléggé meggyőzőnek tűnő magyarázatot találni.

J. PFLEIDERER és H. SIEDENTOPF 1961-ben tették közzé elektronikus számítógéppel végzett első számításaik eredményeit. Ők azt vizsgálták, hogy minek kell történnie

egy olyan korong alakú galaxissal, amelynek közelében igen nagy sebességgel (ez esetükben a két rendszer kölcsönös helyzetéből, valamint tömegükből számítható szökési sebesség négyszeresével volt egyenlő) halad el egy nálánál háromszor nagyobb tömegű pontszerű objektum. Hogy elfogadható idő alatt eredményre jussanak, a „megzavart” galaxist mindössze két-háromszáz tömegpontból állónak tekintették, s ezek pályáját igyekeztek meghatározni numerikus integrálás segítségével. Talán mondanunk sem kell, hogy a galaxis korongja nem tartalmazott semmiféle interstelláris anyagot, figyelmen kívül hagyták a nem gravitációs (például mágneses vagy elektromos) hatásokat, s ráadásul még a kisebb tömegű objektumok, a csillagrendszer-modell alakját meghatározó, s hatalmas gömbhalmazokéval megegyező tömegű próbatestek egymásra gyakorolt kölcsönös tömegvonzásának hatásait is elhanyagolták. Számításaik eredményeképpen bebizonyosodott, hogy bekövetkezhetnek olyan intergalaktikus találkozások, amelyek nyomán a korong alakú csillagrendszerből spirálgalaxis keletkezik. Tekintve azonban, hogy a spirálrendszerek relatív gyakorisága az extragalaxisok körében lényegesen nagyobb annál, mint amekkorának akkor kellene lennie, ha e galaxisoknak kivétel nélkül ilyen típusú véletlen összeütközések során kellene kialakulniuk, sem ez a dolgozat, sem az egy-két évvel később publikált, nem váltott ki számottevő visszhangot. Akkoriban a kutatók sokkal keveset tartották a galaktikus mágneses tér vizsgálatát, amelytől szintűgy a spirálstruktúra kialakulásának és fennmaradásának elméleti megalapozását remélték. A későbbiekben főként ARP atlaszának megjelenése okozhatta, hogy néhányan mégis újra megpróbálkoztak a tömegvonzás keltette intergalaktikus perturbáció hatásainak elemzésével. N. TASPULATOV, majd S. YABUSHITA számottevően csökkentette a zavaró galaxis relatív sebességét, ami élesebb spirálstruktúra kirajzolódását eredményezte ugyan, de továbbra sem tudott meggyőző bizonyítékot adni a spirálok illetéknéppen történő kialakulására. Az eljárást tovább finomítva (nem síkbeli, hanem háromdimenziós találkozásokat elemezve, amelyeknél nemcsak az egyik, hanem mindkét galaxis-modell nagyobb tömegű középponti magból és azt övező számos kisebb testcskéből áll) azonban az A. és J. TOOMRE fivéreknek sikerült olyan kölcsönös térbeli helyzeteket és mozgásállapotokat találniuk, amelyek elfogadható fizikai magyarázattal szolgálhatnak a pekuláris galaxisok közül azoknak a rendszereknek a kialakulására, amelyek tagjait hidak, spirálkarnyúlványok kapcsolják össze, amelyekből csóvák, antenna- vagy ostorszerű képződmények nyúlnak ki, illetve amelyekben az egyik komponens gyűrűszerű vagy toroidális alakot ölt. A 6.12. ábra (melléklet) például annak a számítássorozatnak az eredményeit szemlélteti, amely az NGC 4038 és NGC 4039 alkotta rendszer fényképén láthatóhoz nagyon, mondhatni kísértetiesen hasonló galaxispár-modellt adott. Az ütközés időbeli lefolyását szemléltető teljes ábraszorozatot tanulmányozva sokakban az az érzés alakulhat ki, hogy az már valódi bizonyíték. A szerzők azonban módfelett óvatosak, ha e kérdésről kell nyilatkozniuk. Először is azt hangsúlyozzák, hogy a modell még mindig nagyon primitív. A kölcsönható galaxisokon belül nem veszi számításba a gravitációs erő hatásait, sőt a két csillagrendszer csillagainak egymásra gyakorolt vonzását is elhanyagolja. Ugyancsak leegyszerűsítve kezeli az egyes objektumokhoz tartozó csillagokat, amelyek kezdetben rendezett körpályákon vándorolnak az objektum tömegközéppontja mint orisó körül, nem pedig ellipsziseken, mint ahogyan azt például a Tejútrendszerben tapasztaljuk. Nem tartalmaznak a modells galaxisok csillagközi gázt és port sem, pedig ezek tudvalevőleg a spirálrendszerek nélkülözhetetlen alkotóelemei. Mindehhez jön még, hogy a megtehetősen mesterkélten módon megszerkesztett csillagrendszer-modelleket összeütköztetve általában teljesen használhatatlan képekhez lehet csak jutni. A karambolok csak a legritkább esetben vezetnek eredményre, azaz adnak olyan megoldásokat,

amelyekhez hasonló formációkat az égbolton is láthatunk. Ehhez ugyanis legtöbbször még az is kell, hogy az ütközéskor kialakuló és valóban térbeli, háromdimenziós objektumot még a lehető legkedvezőbb irányból és távolságból szemléljük. Ha minden egyezik, aminek nyilvánvalóan roppant kicsiny a valószínűsége, megvan a helyes modell.

Említést érdemel talán még egy további elképzelés is. Eszerint a kozmikus objektumok ma megfigyelhető sűrűsége, amely sokkal kisebb annál, mint amekkora évmilliárdokkal ezelőtt volt, egy egészen más természetű fizikai folyamat szerepét teszi valószínűvé a kölcsönható csillagrendszerek kialakításában.

A sűrűség csökkenése két módon is megnyilvánul. Egyrészt az egyes égitestek, objektumcsoportok (itt főleg csillagok, intersztelláris felhők, galaxisok kisebb-nagyobb rendszereire, csillag-asszociációkra, csillag- és galaxishalmazokra stb. kell gondolnunk) átlagos sűrűségének csökkenésében, másrészt abban, hogy a világmindenség építőkövei tartósan távolodni tűnnek egymástól. E gondolatmenet egyik speciális alkalmazásaként egyesek — elsősorban a bjurakáni (Örmény SZSZK) iskola hívei — tehát azt vallják, hogy a galaxispárok, csillagrendszer-csoportok nem egymás közelébe kerültek, a tömegvonzás révén egymást kölcsönösen átfformáló kozmikus objektumok, hanem az anyagfejlődés törvényszerűen bekövetkező egyik fázisát, csillagrendszerek széthasadását bizonyító alakzatok.

Tekintve, hogy ezen elmélet más szempontból sem látszik támadhatatlannak, a gravitációs kölcsönhatás szerepét még mindig inkább tekinthetjük meghatározó erejűnek a fenti galaxisok életében.

Mindezek alapján, s különösen az extragalaktikus objektumok megfigyelésére, detektálásukra szolgáló módszerek és eszközök látványos fejlődésének ismeretében tehát joggal várhatjuk, hogy az elkövetkezendő években, évtizedekben számos érdekes eredmény kerül még nyilvánosságra mind a kölcsönhatásban álló galaxisok megfigyelése, mind pedig a rájuk vonatkozó elméleti vizsgálatok gyümölcseként.

6.8.4. Galaxiscsoportok, galaxishalmazok

E fejezet bevezető soraiban szó volt már róla, hogy mind a Tejútrendszert, mind a hozzá hasonló méretű és tömegű M31 katalógusszámú extragalaxist náluk lényegesen kisebb csillagrendszerek kísérik. Az így kialakult csoportocskákhoz hasonló, három-nyolc galaxisból álló rendszerek (tripletek, kvadrupletek, kvintettek, szextettek, szeptettek és oktettek) elég szép számban azonosíthatók az égbolt különböző vidékein. A már említett *Holmberg*-féle tanulmány szerint például az átvizsgált területeken a hatszázkilencvenöt galaxispáron kívül még kilencvenhat triplett, huszonkét kvadruplett, hat kvintett, két szextett, négy szeptett, egy oktett, sőt egy tíz galaxisból álló, összetartozónak tűnő raj is felismerhető volt. Úgy tűnik tehát, hogy minél több tagot tartalmaz egy-egy rendszer, annál kisebb annak a valószínűsége, hogy adott kiterjedésű területeken ilyeneket találjunk. E fenti adatok sugallta következtetés azonban — mint részletesebb elemzéssel kimutatható — lényegében helytelen, vagy legalábbis nagyon korlátozott érvényű. *HOLMBERG* ugyanis jobb híján annak alapján készítette galaxisstatisztikáit, hogy a szemügyre vett extragalaktikus objektumokat mekkora szögtávolság választotta el egymástól. Nem tudván megmérni ezen égitestek tőlünk való távolságát, pusztán statisztikai megfontolásokra támaszkodva tarthatta úgy, hogy e három-tíz tagból álló rendszerekből (az általa becsléssel kialakított látszólagos fényességátlagig) többet látunk annál, mint ahányat akkor kellene látnunk, ha azok csupán az egymás mögött levő csillagrendszerek látszólagos

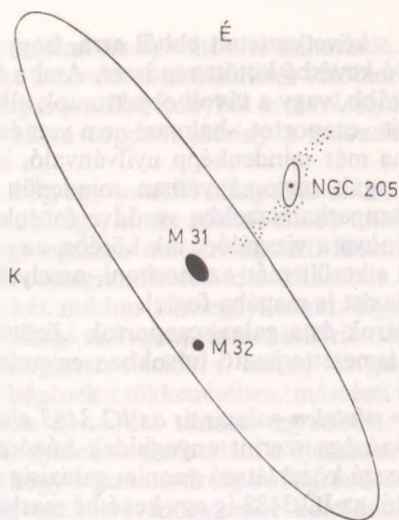
csoportosulásai lennének, s következtetett ebből arra, hogy e rajok közül igen sok valódi, gravitációsan többé-kevésbé kötött rendszer. Ami a kérdés másik felét illeti, azt ugyanis, hogy hány lazább, vagy a távoli objektumok alkotta, sűrűnek tűnő hátterbe beleolvadó galaxisrajt, -csoportot, -halmazt nem vett észre HOLMBERG, azt nem tudhatjuk. Az azonban ma már mindenképp nyilvánvaló, hogy a csillagrendszerek az univerzum eddig átvizsgált tartományaiban mindenütt nagyobb csoportokba, halmazokba vagy éppen szuperhalmazokba verődve fordulnak elő, s hogy kellően alvány galaxisokat is bevonva a vizsgálódások körébe, az említett területeken több ezer olyan galaxis-halmazt sikerült már azonosítani, amelyek mindegyike sok tucat, vagy akár néhány ezer galaxist is magába foglal.

Néhány szót a galaxispárok és a galaxiscsoportok közötti átmenetet szemléltető, szakirodalomban és az ismeretterjesztő írásokban egyaránt gyakorta hivatkozott rendszerekről.

Az IC 3481, továbbá egy névtelen galaxis és az IC 3483 alkotta triplétt különlegessége, hogy bár a fotók tanúsága szerint anyaghidak húzódnak a három objektum között (az IC 3481-től a hozzá közel látszó anonim galaxisig rövid, egyenes, viszonylag fényes híd, míg utóbbtól az IC 3483-ig egy kevésbé markáns, de lényegesen hosszabb ív látható), nagyon nagy különbséget fedeztek fel radiális sebességeiket összevetve. A hiddal összekapcsolódni látszó pár tagjaira egybehangzóan hétezer-háromszáz kilométeres másodpercenkénti sebesség adódott, míg az ív végén levő galaxisra mindössze száznyolc kilométeres másodpercenkénti sebességet mértek. Így azután csak számára eléggé valószínűtlennek látszik a fizikai kapcsolat, bár szinte mindenki ismeri, hogy ez sem zárható ki teljes bizonyossággal. Ha a triplétt valódi, akkor tekintélyes relatív sebesség, amelyet komponensei között kimutatni sikerült, arra utalhat, hogy a tagok csak nemrég kerültek egymás közelébe, s valószínűleg nem is maradnak sokáig így. Ebben az esetben az ív alakú képződmény az „ütközés” következménye lehet. A másik megoldás: valójában egy galaxispárt, és egy annál feltehetően sokkal közelebb fekvő individuális csillagrendszert látunk közel azonos irányban. Ekkor persze felmerül a kérdés, hogy miért húzódik az ív éppen az IC 3483-ig? Válaszunk: természetesen véletlenül. Épp ezen esemény roppant csekély valószínűsége miatt nem találhatunk hasonló tulajdonságú rendszereket nagyobb gyakorisággal. Ha látszólagos a kapcsolat, akkor az ív nem más, mint a kölcsönható galaxisoknál már tárgyalt ellencsóva.

Az M31, az M32 és az NGC 205 alkotta szoros triplétt a már említett *Andromeda-csoport* „kemény magja” e három extragalaxisból áll. Ahogyan F. ZWICKY amerikai csillagász immáron vagy negyedszázada megállapította, a csoport tagjainak egymással való — mérésekkel is bizonyított — csekély távolsága következtében a hatalmas megü M31 gravitációs vonzásának hatása megfigyelhető kísérőinek legalábbis egyikén. Tekintve, hogy az M32 meglehetősen kompakt elliptikus galaxis, alakjának egy mértékű eltorzításához, hogy az millió fényévekről is felismerhető legyen, irtózas erőkre volna szükség. A másik, az NGC 205 katalógusszámú objektum viszont az öbbinél lényegesen nagyobb átmérőjű és lazább szerkezetű küllős spirálrendszer. A nagyennyolc hüvelykes (121,92 cm-es) Palomar hegyi *Schmidt*-távcsővel készített fotókon felismerhető e galaxis két nyúlványa, melyek egyike az M31 magja felé, a másik pedig épp azzal ellentétes irányba mutat. A 6.13. ábrán látható vázlat jól szemlélteti e jelenséget, amelyet az *Andromeda-köd* magjának árapálykeltő hatásával megközön magyarázhatunk.

A *Stephan-kvintett* az északi égbolt egyik sokat vitatott kis csoportja [α : $22^{\text{h}} 33^{\text{m}} 7^{\text{s}}$; $+33^{\circ} 42'$ (1950,0)]. Tagjai az NGC 7317, NGC 7318 A, NGC 7318 B, NGC 7319 az NGC 7320 katalógusszámú csillagrendszerek. Ezek morfológiai típusa rendre



6.13. abra. Az M31 és két kis tömegű kísérője által alkotott triplett sematikus képe

E4, E2, SBb, SBb és SABd(?), színképük alapján számított szintetikus radiális sebességük — vagyis a vákuumbeli fénysebességgel megszorított relatív vonaleltolódásértékek ezen objektumok színképvonalaira — pedig hatezer-hétszáz, hatezer-hétszáz, ötezer-hétszáz, hatezer-hétszáz és nyolcszáz kilométer másodpercenként. Az első és a harmadik égitest sebességének különbsége, bár jelentős, mégsem zárja ki azt, hogy a rendszer hosszú időn át megtartsa első négy, azonos nagyságrendbe eső sebességű tagját. Ehhez azonban az kell, hogy a csoportocska megfelelően nagy tömeggel rendelkezzen. Az NGC 7320 katalógusszámú extragalaxissal már egészen más a helyzet. Ennek radiális sebessége (ugyancsak a róla felvett színképek tanúsága szerint) csupán nyolcada a többi négy objektumra kapott értékek átlagának, így joggal vehető fel, hogy ez a csillagrendszer talán nem is tartozik a többi négyhez, s így a kvintett a valószínűleg csupán kvartett. Ha a megfigyelt színkép-deformációkért teljes egészében a *Doppler*-hatást tesszük felelőssé, s azt a világmindenség általános tágulása következményének tartjuk, akkor arra a konklúzióra kell jutnunk, hogy az NGC 7320 mintegy kétszázmillió fényévvvel közelebb lehet hozzánk, mint a „csoport” többi négy tagja. Ha valóban ez a helyzet, akkor természetesen optikai csalódás áldozatai mindazok, akik az öt extragalaxist fizikai értelemben is összetartozónak érzik. Egy további hipotézis, amely szerint az öt galaxis azonos távolságban van, de közülük az egyik a rajból éppen kiszakadva, ahhoz képest nagy sebességgel felénk tart, ugyanakkor nagyon valószínűtlen. Az egyes rendszerek távolságának meghatározását tehát más módszerekkel is meg kellene kísérelni, hogy eldönthessük a kérdést. Ami integrált látszólagos fényességüket illeti, az nem mutat akkora szórást, hogy bizonyítékként lehetne használni. A fotolemezeken kimérhető átmérőik aránya sem mond ellent egyik lehetőségnek sem. ARP-nak azonban sikerült megállapítania azt is, hogy az extragalaktikus távolságok meghatározására nagy előszeretettel használt H II-területek mind a lassan, mind pedig a gyorsan távolodni látszó spirálokban lényegében azonos szögátmérőjűek. Ez amellől szól, hogy az öt extragalaxisnak a Tejútrendszer-től való távolsága — ha nem is pontosan egyenlő — mindenképpen sokkal kisebb szórást mutathat csak, mint azt a színképvonalak mért eltolódása alapján számítottuk. ARP eredményei szerint továbbá a csoporttól mintegy fél foknyi távolságban

megfigyelhető NGC 7331 katalógusszáma csillagrendszer távolsága ugyancsak meg-
egyezik a kvintetre kapott értékek átlagával, a galaxisraj tehát legalábbis szextett.
Különösen izgalmassá teszi a dolgot egy rádiócsillagászati felfedezés, amely szerint
az utóbb említett rendszer és a kvintett között szinte pontosan félúton jól körülhatá-
rolható rádióforrások is detektálhatók. Mindezek figyelembevételével feltételezhető,
hogy a fotók tanúsága szerint is lényegesen nagyobb NGC 7331 dobta ki magából —
különböző kezdősebességgel — mindezen égitesteket.

A *Stephan-kvintett* problémája több tudományos tanácskozáson váltott már ki
heves vitákat, hisz az igen szoros kapcsolatban van a kozmikus objektumokról érkező
elektromágneses sugárzás spektroszkópiai vizsgálata során megállapítható vonal-
eltolódások értelmezésével. Időről időre felmerül ugyanis, hogy a vonalak megfigyelt
relatív helyzetváltozásainak más okai is lehetnek, nemcsak a nagy radiális sebességük
által kiváltott *Doppler*-hatás. Úgy tűnik, hogy e nevezetes galaxiscsoport körében
francia kutatóknak tényleg sikerült olyan méréseket végezniök, amelyeknek eredmé-
nyeiket a színekvonalak nem *Doppler*-jellegű, ún. *anomális vöröseltolódása* bizonyíté-
kaiként is értelmezhetünk.

A Nançay-ban felállított óriási rádióteleszkóppal az NGC 7319 és az NGC 7320
semleges hidrogénfelhőinek huszonegy centiméteres sugárzását tanulmányozták.
Az optikai és rádiómérések eredményei alapján végül három független módszerrel
tudták kiszámítani az objektumok távolságát, és az mindössze $2 \cdot 10^7$ pc-nak adódott.
Figyelembe véve, hogy az optikai színekvonalak eltolódásából a *Hubble*-törvény
alapján $8 \dots 10 \cdot 10^7$ pc távolság valószínűsíthető, C. BALKOWSKI és munkatársai azt
állítják, hogy több mint kilencvennyolc százalék annak a valószínűsége, hogy az
általuk részletesen megvizsgált két rendszer közül az NGC 7319 fényének színeképében
a vonalak eltolódásának négyötödét anomális vöröseltolódás okozza. Bár az elvég-
zett méréseket nem kifogásolják, sőt azok eredményeit sem vonják kétségbe, a kuta-
tók többsége mindezek fényében sem hajlandó elfogadni az eléggé titokzatosnak
átszó „anomális vöröseltolódás” felléptét.

Érdekes, hogy a *Stephen-kvintettel* kapcsolatban részletesen tárgyalt jelenség
korántsem egyedi. A C. K. SEYFERT által felfedezett és hat tagból állónak tartott
galaxisrajból (*Seyfert's sextet*) például ötnek a radiális sebessége (természetesen ismét
az ún. szintetikus radiális sebességről lehet csak szó, hiszen csak ezt határozhatjuk
meg) majdhogynem azonos, körülbelül négyezer-ötszáz kilométer másodpercenként.
A hatodik, amely jószereivel a legkisebbnek is tűnik a képeken, mintegy kilencszer
gyorsan látszik távolodni tőlünk, ha a színekvonalak elcsúszását kizárólag
Doppler-effektus következményének tulajdonítjuk. Az általában elfogadott követ-
eztetés tehát: a szextett valójában egy kvintett és egy messze mögötte levő magányos
galaxis véletlen szuperpozíciója.

Ugyancsak össze nem illő vöröseltolódás-értékeket találtak a *Voroncov-Veljaminov*-
ké katalógusban százhetvenkettedik objektumként (VV 172) említett galaxislánc
tagjainál is. (Az olyan kis galaxiscsoportocskákat, -rajokat nevezik így, amelyeknek
tagjai — általában négy-hat — egy sem ki nem feszített, sem karikába nem font lánc-
tagjaihoz hasonlóan olyan lineáris alakzatba rendeződnek, amelyeknek hossza több-
örösen felülmúlja erre merőlegesen mérhető átmérőjét.)

Ennél a rendszernél a lánc első három, valamint utolsó szemként álló galaxisok
szintetikus radiális sebessége tizenhatezer kilométer per szekundumnak vehető, míg
a utolsó előtti helyen álló harmincötezer kilométer per szekundumnak adódik!
Már a VV 172 esetében is a „leggyorsabb” rendszer tűnik a legkisebbnek a képen,
így joggal tételezhetjük fel róla, hogy kétszer olyan távol vagyunk tőle, mint a lánc
elsőbbi szemétől — nagyon sokan osztják ezt a véleményt —, mégis az az érzésünk az

objektum fotóit szemlélve, hogy nagyon hiányozna ez a galaxis, ha kitakarnánk a képből.

Az itt bemutatott extragalaxis-rendszerek tagjait jellemző paraméterekre kapott számértékek közötti ellentmondások igazi okának feltárásához valószínűleg meg kell várnunk, míg e távoli égitestek és Tejútrendszerünk valódi távolságának pontos mérése is alkalmas — nem statisztikai — módszereket kínál az extragalaktikus csillagászat.

E fejezet bevezető szakaszában szóba került már az extragalaktikus objektumok egy nagyobb kiterjedésű csoportja, a Tejutat és az *Andromeda-ködöt* körülvevő szatellita-galaxisokból és még vagy egy tucat további csillagrendszerből felépülő ún. *Lokális Csoport* (*Lokális Galaxis Csoport*, a *Galaxisok Lokális Csoportja* — LGCs). Ma nyilvántartott tagjai (6.4. táblázat) közül igen sokat — lényegében minden másodikat — már a századforduló táján ismertek és katalogizáltak a kutatók, de a távolságukra vonatkozó adatok hiánya miatt természetesen nem fedezhették fel, hogy a rendszerek egy meglehetősen zárt, jól körülhatárolható galaxisfelhőbe tömörülnek. Az extragalaxisok látszólagos fényessége és az optikai szinképükben megfigyelhető relatív hullámhossz-megváltozás (általában megnyúlás; tehát vöröseltolódás) közötti összefüggést felismerő HUBBLE javasolta elsőként a Tejútrendszer és az ezt körülvevő tucatnyi csillagrendszer alkotta galaxisraj nevéként a „Local Group” kifejezést. Jóllehet a két világháború között már több kutatóintézet jónéhány munkatársa foglalkozott a Tejútrendszeren kívüli objektumok kutatásával, még jó ideig alig sikerült többet megtudniuk e galaxisfelhőről. Amikor arra a kérdésre keresve a választ, hogy milyen lehet az extragalaxisok abszolút fényesség szerinti valódi eloszlása (luminositási függvénye), részletesebben tanulmányozták az ismert távolságú csillagrendszereket, az alábbi objektumokat sorolták az LGCs tagjai közé:

NGC: 147, 185, 205, 221, 224, 598 és 6822,

IC: 1613,

LMC, SMC, továbbá a *Fornax*-, a *Sculptor*- és a *Wolf*—*Lundmark*-rendszer.

Ez azt jelenti, hogy a Palomar Observatory negyvennyolc hüvelykes (121,92 cm-es) *Schmidt*-távcsövének elkészültéig az LGCs ismert tagjainak száma, a Tejútrendszert is beleértve, mindössze tizennégy volt. A POSS-felvételek átvizsgálása során újabb galaxisokról derült ki, hogy azok minden bizonnyal a Galaxis körüli ötmillió fényév (másfélmillió parsec) sugarú gömbben vannak, s így a Lokális Csoport tagjainak száma S. VAN DEN BERGH egy 1968-ban megjelent cikke szerint már tizenhét. Ez azonban még így is messze elmarad a ZWICKY által 1957-ben statisztikai megfontolások alapján becsült értéktől. Ő a galaxisok luminositási függvényét véve alapul arra a következtetésre jutott, hogy a mínusz hét (abszolút) magnitúdónál fényesebb csillagrendszerek várható száma a *Lokális Csoport*ban kilencvenkettő.

Természetesen e feltételezett galaxisok jó része jelenlegi megfigyelési módszereinkkel nem fedezhető fel, elsősorban a Tejútrendszerben levő intersztelláris por-, és gázfelhők zavaró hatása miatt. Ez utóbbit számításba véve is elvárhatnánk azonban, hogy a ténylegesen detektált harminc galaxison kívül még vagy húsz-harminc további objektumot azonosíthassunk a *Lokális Galaxis Csoport*ban, ha ZWICKY becslése valóban helytálló.

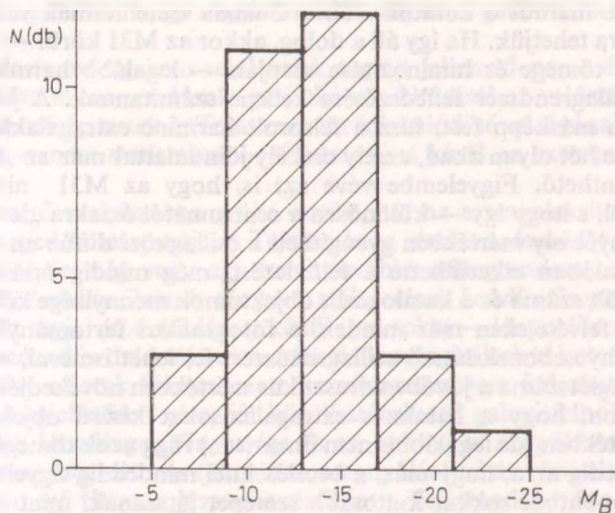
A csoport taglétszámának nagyságrendjét más módon is megpróbálhatjuk behatárolni. Tegyük fel, hogy a nagyobb tömegű csillagrendszerek körül *tömegükkel és luminositásukkal arányos számú* kisebb galaxis, ún. *szatellita* vagy *kísérő* található. Tekintve, hogy a Tejútrendszerhez igen közeli objektumok száma a 6.4. táblázat adatai alapján kilenc, s hogy az intersztelláris abszorpció miatt még néhány további

Eltehetően rejtve maradt a kutatók elől, a Galaxis szatellitáinak valószínű számát egy-másfél tucatra tehetjük. Ha így áll a dolog, akkor az M31 körül — ennek számottevően nagyobb tömege és luminozitása alapján — legalább harminc, sőt esetleg száz törpe csillagrendszer felfedezésére kellene számítanunk. A jelenlegi helyzet azonban egészen másképp fest, hisz a felsorolt harminc extragalaktikus objektum között mindössze hét olyan akad, amely csekély jóindulattal már az *Andromeda-köd* isérőjének tekinthető. Figyelembe véve azt is, hogy az M31 nincs túlságosan messze a Tejútól, s hogy így — különösen a centrumától északra „levő” — halvány szatellitáinak fényét oly mértékben gyengítheti a csillagközi diffúz anyag, hogy azok közül néhány valóban elkerülhette a felfedezést, még mindig óriási a különbség a galaxisok becsült száma és a katalogizált objektumok mennyisége között. Tekintve, hogy a modern felvételeken már minden, a fotografikus tartományban tizenhét magnitúdónál fényesebbnek látszó csillagrendszert fel lehet ismerni, aligha várható, hogy az LGCs taglétszáma a jövőben drasztikus mértékben növekedjék. Ez vagy arra utal, hogy utaljon, hogy a hatalmas extragalaxisokat kísérő objektumok száma csak csekély mértékben (de legalábbis nem lineárisan) függ azok tömegétől és luminozitásától, vagy pedig arra, hogy más, a becsléseknél mindeddig figyelembe nem vett tényezők e szempontból sokkal fontosabb szerepet játszanak, mint az említett két paraméter.

Az is elképzelhető továbbá, hogy a Tejútrendszer esetében találunk túlságosan sok kísérőt. D. LYNDEN-BELL szerint például a Galaxis körüli törpe csillagrendszerek amelyike nem is igazi galaxis, hanem egy — a Tejútrendszer és a valaha lényegesen gyobbnak föltételezett *Nagy Magellán Felhő* közötti hipotetikus — ütközés során említett galaxisokból kiszakadt foszlány csupán. Mivel pedig az *Andromeda-köd* közvetlen környezetében nem látunk olyan kellően nagy tömegű csillagrendszert, melyeknek előbbivel való szoros gravitációs kölcsönhatása (ütközése) nyomán hasonló „foszlok” kellett volna szerteszállniuk, elképzelhetőnek látszik az is, hogy az M31 kísérőinek többségét is ismerjük.

A *Lokális Galaxis Csoport*hoz tartozó objektumok számát persze nem pusztán kíváncsiságból szeretnénk pontosan tudni. Ez a rendszer a számunkra leginkább hozzáférhető, a legrészletesebben tanulmányozható *extragalaxis-minta*. Így a galaxisok luminozitási függvénye „halvány végének” meghatározásához elengedhetetlen csoport legkisebb abszolút fényességű tagjainak ismerete is. Ha valóban katalogizáltuk már ezen égitestek döntő többségét, akkor a Zwicky-féle becsléssel kapcsolatban kimutatott ellentmondás vitathatatlanul azt látszik bizonyítani, hogy az említett függvénynek maximuma kell, hogy legyen — egy kellő pontossággal sajnos mindaddig ki nem jelölhető helyen —, de mindenképp a korábban becsültnél nagyobb abszolút fényességű égitesteknél (6.14. ábra). Amint az a 6.14. ábrán bemutatott diagramról is leolvasható, az extragalaxisok luminozitási függvényének maximuma a *Lokális Csoport*ban megfigyelteteket általánosabb érvényűnek tekintve mínusz 10,5 és mínusz 11,5 között tizenöt magnitúdó abszolút fotografikus, illetve kék fényességű skálán valószínűsíthető.

A különböző abszolút fényességű galaxisok relatív gyakoriságának meghatározásán túl további izgalmas kérdések megválaszolásához is segítséget jelenthet a *Lokális Csoport* tagjainak tanulmányozása. Ilyen régóta vizsgált kérdés az extragalaktikus objektumok morfológiai típusok szerinti megoszlása. Ennek megállapításához nem elegendő, ha a csillagászati felvételek alapján meg tudjuk különböztetni az extragalaxisokat a többi égitesttől, sőt még az sem, ha az így talált valamennyi csillagrendszer morfológiai típusát is meg tudjuk adni. Az így kapott adatok statisztikai elemzését rettenetesen megnehezíti ugyanis az a tény, hogy a galaxisok abszolút fényes-



6.14. ábra. A Lokális Csoport tagjainak gyakoriságeloszlása integrált abszolút kék (B) fényességük függvényében

sége (és színe) igen tág határok közötti, szinte tetszőleges értékeket is felvehet. Emiatt egyáltalán nem biztos, hogy a fotolemezeken még felismerhető leghalványabb csillagrendszerek egyforma távol vannak tőlünk, sőt, azt mondhatjuk, hogy az ily módon definiált galaxismintákban mindig különböző kiterjedésű kozmikus tartományokat reprezentálnak majd a különböző abszolút fényességű rendszerek. Így a nagy luminozitású extragalaxisokra a valódi térfogati gyakoriságukat messze meghaladó, a leghalványabb törpegalaxisokra pedig attól esetleg nagyságrendekkel elmaradó gyakoriságértékeket kapunk a fentiek szerint kiválasztott mintákat analizálva.

A probléma megoldásához talán közelebb juthatunk, ha a világmindenség egy olyan élesen körülhatárolható tartományával foglalkozunk csupán, amelynek feltehetően valamennyi galaxisát ismerjük már. Ha ráadásul ez a tartomány elegendően nagy térfogatú is ahhoz, hogy joggal tekinthessük az univerzumot kellő pontosan reprezentáló mintának, akkor az ennek vizsgálata során felismert törvényszerűségek talán az univerzum óriási térfogatelemeinek galaxisaira is érvényesek lesznek. Az elmondottak szerint tehát az LGCs égitestjeinek adatait tartalmazó 6.4. táblázatot szégyenkezés nélkül ilyen mintának vehetjük. Igaz ugyan, hogy az intersztelláris abszorpció miatt nem valószínű, hogy a csoport valamennyi objektumát ismerjük már, mégis, tekintve, hogy a Tejút sávjában az elnyelés oly erős, hogy a földi észlelők számára egyaránt megfigyelhetetlenné teheti a mínusz nyolc és a mínusz tizenhét magnitúdó abszolút fényességű rendszereket, a megfigyelési szelekció csak kevésbé befolyásolhatja következtetéseinket. Ráadásul egészen minimális annak az esélye, hogy ez utóbbi következtében éppen a nagy luminozitású objektumok előfordulásának gyakoriságát fogjuk majd alábecsülni. Mindezek előrebocsátása után íme az eredmények, amelyek alig-alig hasonlítanak az elmúlt fél évszázad alatt a kutatók által nyilvánosságra hozott extragalaxis-statisztikák adataira:

Típus: Elliptikus	Spirális	Szabálytalan
Darab: 14 (13)	5 (6)	11
%: 46,67 (43,33)	16,67 (20)	36,67

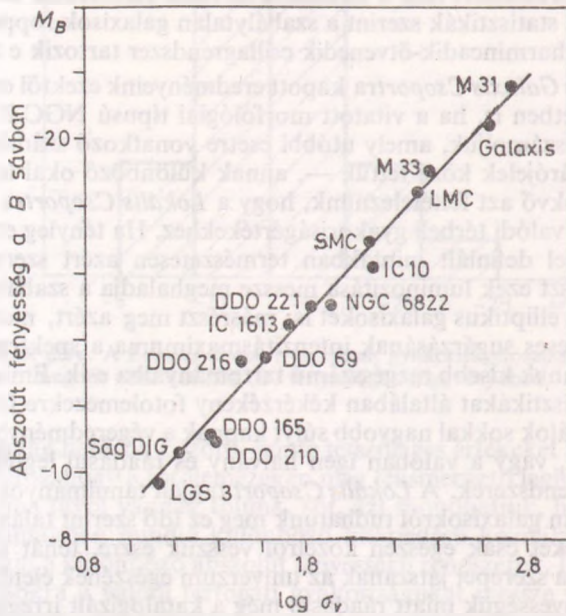
(Tekintettel arra, hogy a *Lokális Csoport*ban mindössze harminc galaxist találunk, vizsgálatunk szempontjából nincs sok értelme még szűkebb csoportokba sorolni az egyes objektumokat.)

Az egyes csillagrendszer-típusok látszólagos gyakoriságát vizsgálva a különböző határfényességekig elvégzett galaxisszámlálások általában arra a konklúzióra vezettek, hogy az összes ilyen objektum több mint fele, sőt egyesek szerint megközelítően kétharmada spirálrendszer, míg a fennmaradó részt elsősorban elliptikus galaxisok javára írhatjuk. E statisztikák szerint a szabálytalan galaxisok roppant ritkák, általában csak minden harmincadik-ötvenedik csillagrendszer tartozik e csoportba.

Hogy a *Lokális Galaxis Csoport*ra kapott eredményeink ezektől ennyire eltérnek — még abban az esetben is, ha a vitatott morfológiai típusú NGC 205-ös objektumot a spirálisok közé számoljuk, amely utóbbi esetre vonatkozó számértékeket az előző kis táblázatban zárójelbe közé tettük —, annak különböző okai lehetnek. Közülük leginkább kézenfekvő azt feltételeznünk, hogy a *Lokális Csoport*ra jellemző értékek állnak közelebb a valódi térbeli gyakoriságvértékekhez. Ha tényleg ez a helyzet, akkor a határfényességgel definiált mintákban természetesen azért szerepel sokkal több spirál, mert egyrészt ezek luminozitása messze meghaladja a szabálytalan rendszerekét, sőt az átlagos elliptikus galaxisokét is; másrészt meg azért, mert a spirálok látnak elektromágneses sugárzásának intenzitásmaximuma a spektrum nagyobb, míg az elliptikusaké annak kisebb rezgésszámú tartományaiba esik. Emiatt, no meg azért, mert a galaxisstatisztikákat általában kékérzékeny fotolemezekre felvett képek alapján készítik, a spirálok sokkal nagyobb súlyt kapnak a végeredményben, mint a sárgás fényű elliptikusok, vagy a valóban igen halvány és ráadásul legtöbbször módfelett liffúz irreguláris rendszerek. A *Lokális Csoport* tagjait tanulmányozva derült ki az is, hogy a szabálytalan galaxisokról tudhatunk meg ez idő szerint talán a legkevesebbet. Ezeket az égitesteket csak egészen közelről vesszük észre, tehát alig sejtjük, hogy valójában mekkora szerepet játszanak az univerzum egészének életében. Hihetetlenül sekély felületi fényességük miatt ráadásul még a katalogizált irreguláris csillagrendszerek részletes analizésére is csak alig-alig vállalkoznak a kutatók, aminek további övetkezmenyeként sok esetben szinte csak sejtésekre támaszkodhatunk.

A *Lokális Galaxis Csoport* tagjainak fotometriai, spektroszkópiai és rádiócsillagászati vizsgálata létfontosságú az extragalaktikus távolságskála minél pontosabb meghatározása céljából is. Tekintve, hogy e témakörrel már elég részletesen foglalkoztunk, itt csak egy viszonylag új eredményre hívjuk fel a figyelmet. Jórészt francia kutatók vizsgálatai nyomán kiderült, hogy elsősorban a különböző „fejlettségű” spirálgalaxisok esetében (de az intersztelláris anyagban gazdag irreguláris rendszerektől is) kimutatható a huszonegy centiméteres rádió-színképvonal szélessége és a vizsgált objektum abszolút fényessége közötti kapcsolat. A mindmáig tisztázatlan természetű jelenség módot nyújt tehát arra, hogy az említett rádió-színképvonal profilját mérve a vizsgált objektumok távolságát is levezessük, amennyiben optikai megfigyelések eredményeként látszólagos integrált kék (B) fényességük ismert. E lehetőségre R. B. TULLY és J. R. FISCHER hívták föl a figyelmet még 1977-ben, így a módszer napjainkban szolgáló összefüggést gyakran *Tully—Fischer-reláció*ként is említik. Az eljárás évek óta kétkedve fogadták — elsősorban a mérési eredmények redukálása során merülő számos, esetenként nem is egyértelmű korrekció elkerülhetetlensége miatt —, hisz ugyanazon galaxisokra is más-más távolságot szolgáltatott attól függően, hogy kik végezték a vizsgálatokat, s mit akartak azok révén bebizonyítani. Ahhoz, hogy ez a többi extragalaktikus távolságmeghatározási módszertől lényegében független eljárás széles körben elterjedhessen és valóban vitathatatlan eredményeket szolgáltatthasson, rendkívül fontos, hogy a *Lokális Csoport* kellő intenzitású rádió-

jeleket emittáló galaxisai körében kielégítő pontossággal kalibrálják a *Tully—Fischer*-összefüggést. Úgy tűnik, hogy az első lépések ez irányban már megtörténtek (6.15. ábra). Az O. G. RICHTER nyomán közölt diagramon a *Lokális Csoport* megvizsgált tagjainak kék színű (*B* fotometriai tartomány) sugárzását jellemző integrált abszolút fényességet (M_B) tüntették fel a huszonegy centiméteres rádióvonal szélességéből számítható radiális sebességszórás (σ_v) logaritmusára függvényében.



6.15. ábra. A *Lokális Csoport* spirális és szabálytalan galaxisai esetében a J. R. FISHER és R. B. TULLY által megállapított összefüggés ilyen képet mutat

Végül a *Lokális Csoport* alakjáról annyit, hogy e galaxisraj korántsem tekinthető szférikusnak, sőt talán még ellipszoid alakúnak sem. Amint az a közölt koordináták és távolságok alapján könnyűszerrel belátható, a Tejútrendszert és az *Andromeda-ködöt* körülvevő csillagrendszerek a távoli szemlélő számára leginkább egy óriási hurkához hasonló alakzatot rajzolnak ki. Ez a hosszúkas, egyesek szerint fonalszerű galaxiscsoport egyik végével az M81 katalógusszámú spirálrendszer által uralt csoport felé, míg a másikkal a *Szobrász* csillagképben levő *Sculptor Csoport* felé mutat. Ha az említett két extragalaxis-rendszerrel nemcsak látszólagos a kapcsolata, akkor az LGCs esetleg $5 \cdot 10^6$ pc-nál is hosszabb lehet.

6.8.5. A közeli galaxiscsoportok

Immáron két évszázada felmerült a gyanú (elsőként W. HERSCHELben), hogy az égbolt ködös objektumai nem egyenletesen a csillagok közé hintve találhatók meg. A német származású kutató, aki természetesen még csupán vizuális megfigyelések útján szerzett benyomásaira támaszkodhatott, 1785-ben feljegyezte, hogy a *Bereniké haja* csillagképben több száz ködöt tudott megszámlálni, s tekintve, hogy más kon-

stellációkban általában sokkal kevesebb volt ezekből az objektumokból, rögtön arra gondolt, hogy itt valami különleges jelenséggel áll szemben. Persze a kérdés sokáig nem volt egzaktul megfogalmazható, hisz nemhogy csak a ködök távolságára vonatkozó adatok hiányoztak, de még azt sem sejtették a kutatók, mik is azok valójában. A JOHN HERSCHEL által összeállított GC objektumainak eloszlását vizsgálva — ma már tudjuk, hogy ezek többsége extragalaxis —, vagy az NGC, illetve az IC adatai alapján berajzolva ezen égitestek pozícióját a csillagterképekre, egyértelműen demonstrálható, hogy a ködök nem egyenletesen, hanem sokkal inkább jellegzetes csomókba rendeződve töltik be a Tejút sávjától távol eső égi tartományokat.

A legfeltűnőbb ködcsoportokban, vagy ahogyan sokáig nevezték őket, a felhőkben sok száz, vagy akár ezer parányi diffúz foltot lehetett találni. A csillagászati fényképezés térhódításával egyre nőtt a fölfedezett és katalogizált objektumok száma. Ilyen fotók alapján ismerte fel WOLF a XX. század elején Heidelbergben a *Perseus* és a *Coma* halmaz valódi kiterjedését — bár ekkor még nem lehetett biztos benne, hogy minden egyes kis ködcsomó egy-egy igazi csillagrendszer. A húszas években az újabb felvételesorozatokon talált ködök adataival egészítették ki az NGC és az IC alapján megrajzolt térképeket, és néhány újabb galaxishalmazra bukkantak. Miután HUBBLE munkássága révén bizonyítást nyert, hogy az elliptikus, a lencseszerű és a spirálködök a Tejútrendszer határain kívül fekvő égitestek, megindult eloszlásuk vizsgálata is. A legfényesebbek körében négy feltűnő sűrűsödést, négy gócot sikerült feltérképezni (egyét a *Szűz*, egyét a *Nagy Medve*, kettőt pedig a *Kemence* csillagkép területén), de H. SHAPLEY munkája kiterjedt a halványabbakra is, így 1933-ban már 25 galaxishalmaz szerepelt jegyzékében. Már ekkor sejteni lehetett, hogy az extragalaxisokból álló rendszerek végtelen változatossága miatt nem lesz könnyű megoldani ezek osztályozását. Ekkoriban alakult ki a ma is elfogadott és követett, de igazán egzakt módon nem definiálható és elő nem írható fogalomkör és szóhasználat. Eszerint *galaxisrajnak* az alig néhány (mindenképpen tucatnyinál kevesebb) tagból álló, objektumonként is könnyűszerrel nyilvántartható kicsiny gócot, *galaxiscsoportnak* a hozzávetőlegesen tucatnyi extragalaxist tartalmazó rendszereket, míg *galaxishalmaznak* a legkevesebb néhány tucat, de akár több száz, vagy sok ezer csillagrendszert tartalmazó óriási kozmikus anyagfelhőket tekintjük. A tagok számán túl igen fontos jellemzőik e rendszereknek legrövidebb és leghosszabb átmérőik, a bennük található galaxisok típusonkénti megoszlása, átlagos sűrűségük stb. Ezek vizsgálatára azonban még jó ideig nem kerülhetett sor, így a klasszifikáció a fotók szemlélése során szerzett benyomásokra épült.

Már e szerény megfigyelési anyag birtokában felmerült annak lehetősége, hogy az extragalaxisok nem is fordulnak talán elő egyedi objektumokként, csak csoportok, halmazok tagjaiként (F. ZWICKY, 1938). Nézzük meg, mi is valójában a helyzet!

Az LGCs határain kívül levő extragalaxisok között igen sok olyat találhatunk, amelyek távolságát másodlagos módszerekkel még viszonylag pontosan határozhatjuk meg. A témakör szakértői részben emiatt vonták meg a közelinek tekintett objektumok eloszlásának határát 10^7 pc-nél, vagy ami ezzel ekvivalens, 30 magnitúdós távolsági modulusnál. A vizsgálatok során az ebbe az osztályba sorolt galaxiscsoportok egyes tagjainak jellemzőit tanulmányozva jutottak a kutatók azokhoz az információkhoz, amelyek lehetővé tették a harmadlagos távolságmérési eljárások megalapozását és kidolgozását, vagyis a tőlünk még távolabb levő extragalaktikus objektumok térbeli helyének megállapítását.

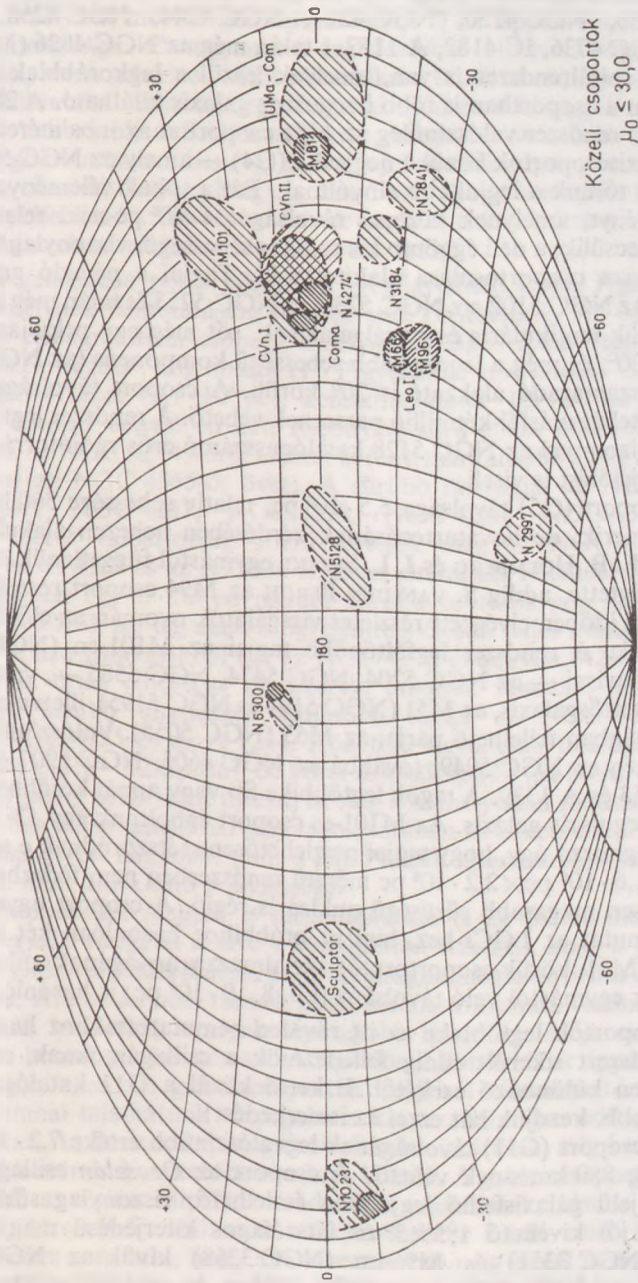
Tekintve, hogy a Tejútrendszer szimmetriaxisja közelében feldúsult intersztelláris anyag okozta erős abszorpció egy, a galaktikus egyenlítő mentén végigfutó, meglehetősen széles sávban gyakorlatilag észrevehetetlenné teszi számunkra az extragalaxi-

sokat, ezek eloszlásának vizsgálatára célszerű olyan koordináta-rendszert választani, amelynek alapsíkja nem esik egybe az említettel. Ezáltal elérhetjük ugyanis, hogy az észlelési szelekció hatásait kissé visszaszorítsuk az eredményeket szemléltető ábráin, továbbá, hogy a jobb látási viszonyokkal jellemezhető irányokban végzett vizsgálatok nagyobb súllyal jelentkezzenek azokon. Ha ráadásul még nem is akárhogyan, hanem az extragalaxisok valódi eloszlását figyelembe véve tűzzük ki vonatkoztatási rendszerünket, az lehetőséget adhat majd néhány további fontos jelenség szemléltetésére is. E szempontokat szem előtt tartva definiálta G. DE VAUCOULEURS a szupergalaktikai koordináta-rendszert, amelynek jellemzésére majd még visszatérünk. Itt a mellékelt ábrák megértéséhez elegendő annyit mondani róla, hogy abban — éppúgy, mint az ekliptikai vagy a galaktikus rendszerben — két szöggel, a -90° -tól $+90^\circ$ -ig terjedő értékeket felvehető szupergalaktikai szélességgel (SGB), valamint a 360° -nál kisebb pozitív értékeket felvehető szupergalaktikai hosszúsággal (SGL) jellemzik az objektumok égi helyzetét. Az LGCs-n kívüli rendszerek alkotta csoportok közül 13 olyan esik a 10^7 pc-es határfelületen belülre, amelyek tagjait elég jól ismerjük. E galaxiscsoportok látszólagos eloszlását és kiterjedését tanulmányozhatjuk a 6.16. ábrán.

Közülük legközelebbi a *Sculptor Csoport* (ScI = G1; az itt és a továbbiakban előforduló G jelölés arra utal, hogy galaxiscsoportról van szó — angolul group —, az utána álló sorszám pedig DE VAUCOULEURS 1965-ben szerkesztett jegyzékében az illető rendszer „helyezése”. Ő úgy rendezte sorba a csoportokat, hogy e sorrend utaljon a Tejútrendszerrel való távolságukra, de későbbi távolságmeghatározások eredményeként kiderült, hogy néhol nem sikerült elérnie ezt a maga elé tűzött célt), amely mindössze $2,5 \cdot 10^6$ pc-re van Galaxisunktól, s 230 km/s sebességgel távolodik tőlünk. A csoport tagjai közé hat, esetleg hét olyan késői spirálgalaxist sorolnak, amelyek a déli galaktikus pólus közelében kirajzolódó, mintegy húsz fok szögátmérőjű körgyűrű peremén figyelhetők meg (NGC 45, NGC 55, NGC 247, NGC 253, NGC 300, NGC 7793, és talán még az IC 5332). A jórészt viszonylag halvány csillagrendszerekből álló társaságban csak Sc, Sd és Sm morfológiai típusú objektumok találhatóak. Közülük feltehetően a majd félezer kilométeres másodpercenkénti sebességgel távolodó NGC 45 van a legmesszebb. A közepe táján üresnek tűnő csoporthoz, amelynek átmérője $1 \cdot 10^6$ pc, még néhány törpegalaxis hozzátartozhat.

A *Nagy Medve* csillagképben található M81 csoport (G2) pillanatnyilag $3 \cdot 10^6$ pc-re van tőlünk. Radiális sebessége $+25$ km/s, valamennyi galaxiscsoporté közül a legkisebb. A fényképekről jól ismert tagjain (NGC 3031, NGC 3034 = M82) kívül biztosan hozzá tartozik még az NGC 2403, az NGC 2976 és az NGC 4236 is, és valószínűleg e csoportba sorolandó az NGC 3077, az IC 2574, az A 0814 és az A 0936 katalógusszámú objektum is (az A karakter arra utal, hogy e galaxisok nem szerepelnek egyik korábban említett katalógusban sem, tehát anonimek, míg az utána álló szám közelítő ekvatorális koordinátáikat jellemzi). A tagok között késői spirálok és szabálytalan törpegalaxisok egyaránt akadnak. A szigorú értelemben vett M81 csoport átmérője alig haladja meg az $5 \cdot 10^5$ pc-et, így biztosan kisebb az LGCs-nél. A felsorolt égitesteken kívül azonban még jónéhány olyan extragalaxis van a vidéken, amelyek radiális sebessége nem zárja ki, hogy e csoport lazább szerkezetű, nagyobb kiterjedésű (mintegy $40^\circ \times 20^\circ$ -os területet lefedő) burkához tartozzanak. Ez utóbbi az *Ursa Maior* csillagképből átnyúlik a *Camelopardalis*-ba, így valódi mérete hozzávetőleg $2 \cdot 10^6$ pc \times $1 \cdot 10^6$ pc-nek vehető, ami azt jelenti, hogy az átlagos galaxiscsoportok közé tartozik. A G2 katalógusszámú csoport sokat vizsgált különös objektuma az intenzív rádiósugárzást is emittáló M82.

A harmadik csoportot a *Vadászkutyák* csillagképben találhatjuk. A *Canes Venatici I* elnevezésű, $4,5 \cdot 10^6$ pc távolságban levő galaxisfelhő értelmezése nem teljesen



6.16. ábra. A legközelebbi galaxiscsoportok eloszlása a szupergalaktikai koordináta-rendszerben

egységes. Minthogy irányában egymás mögött valószínűleg több gyér csoportosulás is látszik, nem meglepő, hogy a különböző szerzők nincsenek egyazon véleményen. A legvalószínűbb, hogy a G3 (vagy M94) csoporthoz a következő galaxisok tartoznak: NGC 4136, NGC 4150, NGC 4214, NGC 4244, NGC 4258, NGC 4395, NGC 4449, NGC 4736, IC 4182, A 1157, s talán még az NGC 4826 (M64). A tagok között számos spirálrendszer is van, amelyek közül a legkorábbiak Sb vagy Sab típusúak. Ebben a csoportban is több irreguláris galaxis található. A $28^\circ \times 14^\circ$ kiterjedésűnek látszó rendszer valószínűleg az M81 csoporttal azonos méretű.

A közeli galaxiscsoportok közül a negyedik (G4) — amely az NGC 5128-ról kapta nevét — látszik tőlünk a leginkább elnyúlnak. Ezt a sokak véleménye szerint láncszerű képződményt, amelynek közepes távolságát $4 \cdot 10^6$ pc-nek, relatív sebességét 530 km/s-nek becsülik, a déli éggömb kis radiális sebességű, viszonylag fényes csillagrendszereinek laza csoportosulása alakította ki. Tagjai a névadó galaxison kívül az NGC 4945, az NGC 5102, az NGC 5236, az NGC 5253 és talán még az NGC 5068. Vannak közöttük lentikuláris és spirálgalaxisok, sőt még egy pekuliáris rendszer is. A lánc hossza 30° , és még a legnagyobb sebességű komponens (az NGC 5068) elhagyása után visszamaradó alakzaté is 20° körüli. A csoport távolsága ismeretében lineáris mérete tehát másfél-kétmillió parsecnek vehető. A rendszer legtöbbet vizsgált tagja minden bizonnyal az NGC 5128 katalógusszámú erős rádióforrás, amely mint ilyen, a *Cen A* jelölést is viseli.

Az M101 csoport (G5) távolsága $5,5 \cdot 10^6$ pc, relatív sebessége 360 km/s. A rendszert régóta ismerik, de hovatarozásának kérdésében nehezen alakult ki egységes álláspont. Míg E. B. HOLMBERG és J. L. SÉRSIC, egymástól függetlenül, önálló galaxiscsoportnak tekintette, addig S. VAN DEN BERGH az M94 csoport részeként katalogizálta. Az utóbbi időben elvégzett részletes vizsgálatok nyomán az előbbi álláspontot kell elfogadnunk. A rendszer legföltűnőbb tagjai az M101-en (NGC 5457) kívül annak kísérőgalaxisai — az NGC 5204, NGC 5474, NGC 5585 —, valamint a széles körben ismert kettősgalaxis, az M51 (NGC 5194 és NGC 5195), illetve ennek viszonylag nagy távolságban fellelhető párja, az M63 (NGC 5055). Valószínűleg a csoporthoz tartozik még az NGC 5949, továbbá az NGC 4605, NGC 5907 és NGC 6503, illetve az A 1353 és A 1339. A tagok legtöbbike Sb vagy annál későbbi típusú spirál, illetve törpe irreguláris galaxis. Az M101-es csoport égboltunk egy $13^\circ \times 23^\circ$ -os területét fedi le, méghozzá úgy, hogy tagjai meglehetősen szétszóródnak e tartományban. A feltehetően $1,6 \cdot 10^6$ pc \times $2,2 \cdot 10^6$ pc méretű rendszerben nem fedezhető fel az átlagosnál lényegesen magasabb sűrűségű nukleáris régió. A csoport ugyanakkor némi hasonlóságot mutat az LGCs-hez, hisz ez utóbbihoz hasonlóan két kisebb raj (az M101, ill. az M51 körül csoportosuló) tartalmazza anyagának túlnyomó részét, s e galaxisrajok egymástól való távolsága (kb. $8 \dots 9 \cdot 10^5$ pc) is hasonló.

A közeli csoportok legtöbbike az itt röviden bemutatottakhoz hasonló. Csupán két olyan rendszert sikerült eddig felfedezniük a csillagászoknak, amelyek összetétele lényegesen különböző ezekétől. E kettő közül a G11 katalógusszámú van hozzánk közelebb, kezdjük hát ezzel az ismerkedést!

Az M96-os csoport (G11) távolságának legvalószínűbb értéke $7,2 \cdot 10^6$ pc, radiális sebessége pedig 880 km/s-nek vehető. A csoport az *Oroszlán* csillagképben kirajzolódó *Leo I* jelű galaxisfelhő legjobban észlelhető, viszonylag sűrű alrendszere. A csoportnak jól kivehető $1,5^\circ \times 3^\circ$ -os látszólagos kiterjedésű magja van, amely az M95-ön (NGC 3351) és M96-on (NGC 3368) kívül az NGC 3377-et, az NGC 3377A-t, az NGC 3379-et, az NGC 3384-et és az NGC 4312-t tartalmazza. A csoport további tagjai egy $7^\circ \times 11^\circ$ méretű tartományban találhatóak, ami azt jelenti, hogy a rendszer hozzávetőleg $1 \cdot 10^6$ pc \times $1,5 \cdot 10^6$ pc keresztmetszetű. Föl-

tűnő, hogy az M96-os csoport tagjai közt már nemcsak spirálok, szabálytalan és törpegalaxisok találhatóak, hanem óriás elliptikusak (az NGC 3377 például E5—E6 típusú, míg az NGC 3379-es E+1-es) és egy fényes lentikuláris csillagrendszer [az NGC 3384, amelynek morfológiai típusa SB(s)0⁻] is. Éppen ebben rejlik a csoport különleges fontossága. Ez ugyanis a legközelebbi olyan extragalaktikus égitestegyüttes, amelyben a galaxisok kellő választékára találhatunk, így kiváló alkalmat ad rá, hogy a különböző távolságmeghatározási módszereket tagjain kipróbálva, elvégezzük ezek kalibrációját. Külön szerencse, hogy mindkét óriás elliptikus galaxis igen gazdag gömbhalmazokban, így globális jellemzőiket igen pontos távolságbecslések eredményeihez köthetjük. Megjegyzendő még, hogy a csoport tagjainak radiális sebessége legfeljebb 150...160 km/s-cel tér csak el a középértéktől, ami ilyen nagy sűrűségű rendszerben feltűnően kis szórásnak számít.

Az északi galaktikus pólus közelében megfigyelhető *Coma I* galaxisfelhő (G13) az utolsó, amelynek bemutatására itt még sort keríthetünk. Az égbolton elliptikus formát tűnő csillagrendszer-csoport, amelynek átlagos relatív sebessége 950 km/s, legnagyobb szélessége 5°, míg hossza 11°. Figyelembe véve a felhő távolságára kapott legvalószínűbb értéket ($8,1 \cdot 10^6$ pc), keresztmetszetét $0,7 \cdot 10^6$ pc \times $1,5 \cdot 10^6$ pc-nek vehetjük. A *Coma I* belsejében két, viszonylag sűrű gócot különböztethetünk meg. Az egyik az NGC 4274 körül alakult ki (ez a markánsabb), míg a másik, a lazább szerkezetű raj az NGC 4565-öt övezi. A sűrűbb raj tagjai az NGC 4274-en kívül az NGC 4245, NGC 4251, NGC 4278, NGC 4283, NGC 4313, NGC 4414, NGC 4448, illetve valószínűleg hozzá tartozik még az NGC 4062, NGC 4146, NGC 4203, NGC 4359 és az IC 3330 is. Ezen alrendszer feltehetően $1 \cdot 10^6$ pc átmérőjű, s belsejében egy $5 \cdot 10^5$ pc méretű sűrűbb centrális góc ismerhető meg fel. Az NGC 4274 körüli raj ugyancsak figyelemre méltóan teljes mintát tartalmaz a legkülönbözőbb típusú galaxisokból (itt az NGC 4278 és az NGC 4283 katalógusszámú objektumok az óriás elliptikus rendszerek, amelyek ráadásul még galaxispárt is alkotnak). A lazább alrendszer feltűnőbb tagjai az NGC 4494, NGC 4559, NGC 4565, NGC 4725 és az A 1244. Közöttük ugyancsak találhatunk elliptikusokat (az NGC 4494-es E1—E2 típusú), de korai és késői spirált [az NGC 4725 SAB(r)abp, az NGC 4559 pedig SAB(rs)cd típusú] is, míg a szabálytalan rendszereket valószínűleg a nehezebben felismerhető halvány tagok sorában fedezhetnénk fel. Az NGC 4565 körüli raj valamelyest nagyobb, mint a felhő másik alrendszere, s körülbelül kétszer olyan hosszú, mint amekkora a szélessége.

Már az elmondottak alapján is megállapítható (s az összes ma ismert galaxiscsoportra kiterjedő vizsgálat is erre a konklúzióra vezetett), hogy a galaxiscsoportok igen gyakran jól körülhatárolhatóak, s így távolságuk meghatározása révén méreteik is kiszámíthatók. Általában nem tűnnek gömbszimmetrikusnak, viszont az olyan rendszerek is ritkák közöttük, amelyek legnagyobb látszó átmérője meghaladja a legkisebb átmérő hosszának kétszeresét. A legvalószínűbb értékek éppen ezért $5 \cdot 10^5$ pc s $2 \cdot 10^6$ pc közöttiek. A galaxiscsoportok tagjairól elmondható, hogy közöttük igen szép számmal találhatunk törpegalaxisokat, szabálytalan csillagrendszereket és késői spirálokat. Az átmeneti spirálgalaxisok már ritkábbak, míg koraiak és lentikuláris rendszerek már csak mutatóba akadnak közöttük. A galaxiscsoportok legsajátságosabb tagjainak az óriás elliptikus rendszerek számítanak, hisz e típus képviselői közül csak a felsoroltak találhatóak a Tejútrendszer körül vont $1 \cdot 10^7$ pc sugarú gömbben. Mindez arra utal, hogy az univerzumból még ennél is nagyobb térfogatú mintát kell átvizsgáljunk, ha annak általánosan érvényes leírására törekszünk. Nyilvánvaló ugyanis, hogy a galaxisok tulajdonságainak statisztikai vizsgálata során

(elsősorban az óriás elliptikus csillagrendszerek ritkasága folytán) bizonyos típusú mintapéldányok meglehetősen korlátozott száma nehézséget jelent majd.

A közeli galaxiscsoportok eloszlását vizsgálva (lásd a 6.16. ábrát) könnyen megérthetjük G. DE VAUCOULEURS koordináta-rendszer-választását is. Jól látható, hogy az NGC 2997 körüli galaxiscsoport (G8) kivételével — amelynek szupergalaktikai szélessége -53° — valamennyi közelebb fekszik a szupergalaktikai egyenlítőhöz, mint 30° . A csoportokra vonatkozó részletes információkat is tartalmazó táblázatokból kiderül, hogy ezen objektumok 39%-ának (tizenháromból ötnek) szupergalaktikus szélessége legfeljebb $+5^\circ$, de ugyanakkor legalább -5° , míg a G8-tól eltekintve a koordináta-rendszer pólusaihoz legközelebbi objektumok is legalább 67° -ra vannak a hozzájuk közelebb esőtől. Mindez alátámasztani látszik azt a feltevést, hogy ezek az egymástól függetlennek tűnő galaxiscsoportok mégiscsak kölcsönhatásban vannak (vagy voltak) egymással. Ha a galaxisrajok e rendszere csillagászati időskálán mérve is hosszú életűnek bizonyul, akkor feltehetően azzal magyarázható, hogy a Tejútrendszer csillagaihoz hasonlóan lapos, korongszerű térrészt tölt ki, s hogy az egymáshoz gravitációsan kötődő objektumok alkotta nagyobb kozmikus képződmény eredő impulzusmomentummal is rendelkezik. Ha így áll a dolog, a szögsebességvektornak a pólusokat összekötő egyenesbe kell esnie, vagy azzal igen kicsiny szöveget szabad csak bezárnia.

A jelenség magyarázatára elképzelhető ugyan egy másik verzió is, de az sokkal kevésbé valószínű. Feltételezhető ugyanis, hogy a vizsgált égitestek „őstörténete” közös. Tehát vagy együtt keletkeztek, vagy ha különböző időpontokban is, olyan folyamat termékeiként, amely „genetikus” kapcsolatot létesít közöttük. Egy nagyon egyszerű példával úgy szemléltethetnénk ezt, ha egy gyorsan forgó tárcsáról szerte szálló anyagdarabkák mozgására hivatkozánk. Ezek ugyanis szintén meglehetősen lapult térrészen volnának kénytelenek haladni, bár egyáltalán nem biztos, hogy adott kezdeti feltételek esetén még egyszer módjukban állna — a tömegvonzás segítségével — jól definiálható fizikai rendszerre szerveződni. Jelenlegi ismereteink szerint a Tejútrendszer belátható környezetében egyáltalán nincsenek olyan nyomok (például egy gigászi méretű anyaggalaxis, vagy valamilyen, kellően nagy tömegű felrobbant rendszer maradványai), amelyek ez utóbbi gondolatmenetet támasztanák alá, így célszerű elfogadni a közös ősfelhőből való keletkezés (összesűrűsődéssel párosult fragmentáció) gondolatát, ami az elsőként tárgyalt struktúrát eredményezhette.

G. DE VAUCOULEURS francia származású amerikai csillagász már 1953-ban felvetette — de sokáig alig figyeltek oda véleményére —, hogy az LGCs-hez közeli extragalaktikus objektumok eloszlásában azért jelentkezik az ábráról nyilvánvaló szerkezet, mert e csillagrendszerek — rajok, csoportok és halmazok tagjaiként — egyúttal az univerzum egy lényegesen nagyobb építőelemének, a *halmazok halmazának* vagy a galaxisok (lokális) *szuperhalmazának* is tagjai. Az óriásrendszer lapultsága tehát annak következménye, hogy a csillagászat története során megismert többi égitesthez hasonlóan ez is forog. E felismerés nyomán vált lehetségessé a Tejúttól független, az extragalaxisok eloszlásának, mozgásának vizsgálatában később igen előnyösnek bizonyult *szupergalaktikai koordináta-rendszer* definiálása. E rendszer szimmetriasiskját tehát az az égi főkör reprezentálja, amelynek mentén a hozzánk közeli (a tényleges kijelölésnél $1,6 \cdot 10^7$ pc-ig vették figyelembe a rajokat, halmazokat) galaxiscsoportok elhelyezkednek. Maga a főkör a *szupergalaktikai egyenlítő* nevet kapta, s az eloszlások tanulmányozásakor általában ezt képezik le a „térképek” vízszintes tengelyére. A rendszerben két szög szolgál az egyes objektumok látványos helyzetének jellemzésére. Egyikük, a *szupergalaktikai szélesség* (SGB) könnyűszerrel definiálható, hisz értéke megegyezik az adott iránynak a tárgyalt

síkkal közrezárt szögével. Csupán azt kell eldöntenünk, hogy melyik féltérben tekintsük pozitívnak a szélesséértékeket. A galaktikai koordináta-rendszer kitűzősekor már alkalmazott elvet követve pozitívnak azt a félgömböt kell tekintenünk, amelybe a Tejútrendszer északi pólusa esik, vagyis azt, amelyikben az M101 csoport is található.

A másik szög, a *szupergalaktikai hosszúság* (SGL) definiálásához még egy alaprányt kell választanunk. Tulajdonképpen bármely, a szupergalaktikai koordináta-rendszer pólusain átmenő tengelybe nem eső irányt kitüntethetnénk, azonban — löbbek között a kitűzés, majd később a mérések hibájának elfogadható szinten tartása céljából — mégis indokoltabb egy, a rendszer egyenlítői síkjában fekvő félegyenessel jelölni ki a nulla fokos hosszúsági kört. Tekintve továbbá, hogy az extragalaktikus kutatásokban korábban elsősorban a galaktikai koordináta-rendszert használják, az ésszerűség azt követeli tőlünk, hogy a kezdőirány egyszersmind fekjűdjön benne a Tejútrendszer szimmetriasíkjában, a galaktikai egyenlítői síkban is (így egyenlítői sík metszésvonalának egyik félegyenese kell, hogy kijelölje a kitüntezett irányt. A választás az északi féltéke csillagvizsgálóiból jól látható *Cassiopeia* csillagkép felé mutatóra esett. Ez tehát azt jelenti, hogy errefelé 0° az SGL értéke, majd a szupergalaktikai egyenlítő mentén az M81, illetve a *Coma I* csoport felé haladva növekszik, a 180° -ot (a kezdőiránnyal átellenben) a déli égen éri el, s továbbra is növekedve (tájékoztatásul: a *Sculptor* rendszer 265° -os SGL-nél fekszik, míg a GB-je -3°) tér vissza a kezdőirányhoz, ahol értéke $359^\circ 999\dots$ -ról 0° -ra ugrik vissza.

A 6.16. ábrára visszatérve még egy feltűnő jelenségről kell szólnunk. Arról, hogy bejelölt galaxiscsoportok korántsem fele-fele arányban (a legvalószínűbbnek várt módon) található meg a 0° -tól 180° -ig, illetve a 180° -tól 0° -ig terjedő hosszúságtartományban. Míg előbbiben tizenegy, addig utóbbiban csak kettő fedezhető fel. Nyilvánvaló, hogy mindez nem a véletlen műve ($8/5$ -ös, esetleg $9/4$ -es eloszlást még nyugodt lélekkel elfogadhatnánk anélkül, hogy különleges okát megpróbálnánk megfirkészni, de az azért már a természet igen durva tréfája volna, ha tényleg a galaxiscsoportok eloszlásában — feltehetően — érvényesülő véletlen fluktuációk eredményezték volna a $11/2$ -es megoszlást), s magyarázatára elsőként az intersztelláris anyag okozta abszorpció vetődik föl az ember agyában.

Amint kifejtettük, a szupergalaktikai hosszúság nullapontját kijelölő alaprány benne fekszik a Tejút szimmetriasíkjában is, s lévén a galaktikai egyenlítő is főkör, a 180° -os SGL és 0° -os SGB által jellemzett iránynak ugyancsak abban kell húzódnia. Ábránk közepén tehát a Tejút a választóvonal, így részben bizonyára az intersztelláris abszorpció rovására írhatjuk, hogy sem ezen a területen, sem az átellenes régióban sincsenek — legalábbis számunkra és mai műszereink számára — galaxisrajok, csoportok, halmazok. Igen ám, de a koordináta-rendszer definíciója és a Galaxis szimmetriatulajdonságai miatt a galaktikus korongban koncentrációzott gáz és por a szupergalaktikai koordináta-rendszer említett két térfelében épp azonos fényelnyelést kellene, hogy eredményezzen. Minthogy nem ez a helyzet, további magyarázatok után kell néznünk.

Az égbolt bemutatott vetületéről megállapítható, hogy rajta az ellipszis jobb, illetve bal felének „belső” tartományai épp azokat a területeket ábrázolják, amerre elsőrendű kilátás nyílik a Tejútrendszerből, vagyis épp a galaktikai pólusok környékét. Hogy a látvány mégis ennyire különböző — s a különbözőség épp csak a közeli, nem pedig a roppant távoli, alig-alig kivehető csillagrendszer-csoportok esetében ilyen markáns —, bizonyára azzal magyarázható, hogy a *Galaxisok Lokális Szuperhalmaza*

(GLSz) tőlünk nézve nem szimmetrikus. Vagy ami lényegében ugyanezt jelenti, *mi és az LGCs nem a közepén vagyunk*. Így fogalmazva már teljesen nyilvánvaló a dolog, hisz óvatos ember, okulva ókori, középkori és újkori eleink kudarcaiból — ha csillagász, még gondolatban is — kerüli a feltűnést, a kitüntetett helyeket, helyzeteket. Ahogy a Föld nem bizonyult a világ közepének, s a Nap sem, éppúgy nem az a Tejútrendszer, sőt az LGCs sem tekinthető annak. Mi több, nemcsak, hogy a világmindenség, de még a lokális szuperhalmaz közepének sem. Ezért féldalalás hát a kép. Az északi galaktikai pólus irányába tekintve a szuperhalmaz sűrűbb és nagyobb kiterjedésű régióit látjuk, míg a déli oldalon annak csupán jelentéktelen, gyéren benépeült határvidékeit.

A GLSz elhelyezkedésének számszerű jellemzésére a második galaktikai koordináta-rendszerben ugyanakkor a következő irányok szolgálnak:

a rendszer pozitív („északi”) pólusának iránya

$$l_p^I = 47^\circ, \quad b_p^I = +6^\circ,$$

a rendszer centrumának iránya

$$l_c^II = 283^\circ, \quad b_c^II = +75^\circ.$$

Az utóbbi irány ekvatoriális rendszerbe való transzformálása révén meggyőződhetünk róla, hogy a lokális szuperhalmaz centruma tőlünk nézve a *Szűz* csillagkép egyik igen dús galaxishalmazába, a *Virgo I* jelű irányába esik. Ez utóbbi azonban már oly roppant távol van a Tejútrendszertől, hogy a fentebb tárgyalt mintába nem kerülhetett bele. Mivel azonban az $1 \cdot 10^7$ pc-nél meghúzott határ nem esik egybe a kozmikus birodalmak „természetes” határaival, hisz megválasztását elsősorban gyakorlati (észlelés- és mérés-technikai) szempontok indokolták, mindenképp meg kell próbálkoznunk vele, hogy az univerzum egy lényegesen nagyobb térfogatelemének átvizsgálásával szerezzünk újabb adatokat.

6.8.6. Távolabbi galaxiscsoportok és galaxishalmazok

Az eddig tárgyalt galaxisrajokon, csoportokon kívül az $1 \cdot 10^7$ pc-es távolsághatáron belül még legfeljebb egy-kettőnek a létezése valószínűsíthető. Ezek a Tejút erős intersztelláris abszorpciót okozó tartományai mögött bújkálva kerülhetik el a felfedeztetést, de ismerve az eltakart területnek a teljes éggömbéhez viszonyított arányát, számuk — hasonlóan a Galaxisunkon belüli csillaghalmazokéhoz — megbecsülhető.

Jóllehet az átvizsgált tartomány óriási, hisz térfogata meghaladja a $4 \cdot 10^{21}$ pc³-t, mégis meg lehetünk győződve róla, hogy annak galaxisrajait szinte kivétel nélkül ismerjük. Ebben azért vagyunk ilyen biztosak, mert azokon a vidékeken, amelyek irányába jók a látási viszonyok, valamennyi extragalaxis-rendszerre rá kellett, hogy akadjunk. A galaxiscsoportokban ugyanis mindig akadnak átlagos fényességű csillagrendszerek is, ezek abszolút fényessége pedig semmiképp sem lehet nagyobb (!), mint -17 magnitúdó. Figyelembe véve, hogy a tanulmányozott régió határán is csak 30 magnitúdó a távolsági modulus értéke, belátható, hogy még ezen igazán szerény teljesítménnyel sugárzó extragalaxisoknak is $+13 \dots +12$ fényrend látszólagos fényességű objektumokként kell ragyogniuk égboltunkon. Az ilyenek pedig nem maradhatnak rejtve a nagy fényerejű *Schmidt*-kamerákkal felvett fényképsorozatok kiértékelő kutatók előtt. Mindez persze nem jelenti azt, hogy épp ilyen jól állunk az egyes galaxisok felfedezésével is. Éppen, mert vannak közöttük halványabbak, mint

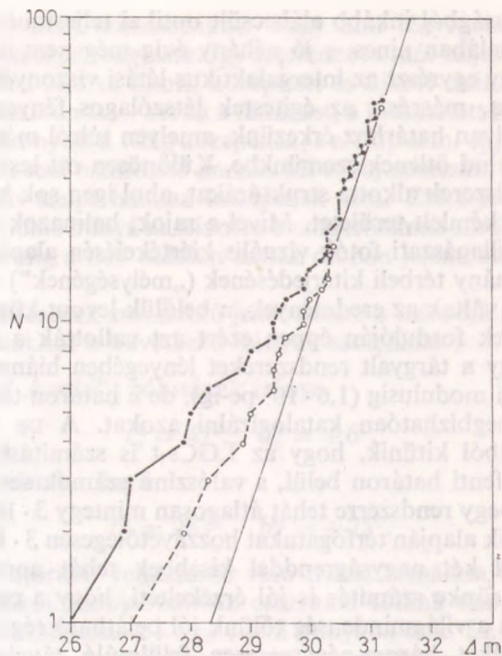
az említett és óvatosságból inkább alábecsült optikai teljesítményű átlagos rendszerek, sokukról egyáltalában nincs, s jó néhány évig még nem is lehet tudomásunk.

Világos tehát, hogy egyrészt az intergalaktikus látási viszonyok esetleges — távolságfüggő — romlása, másrészt az égitestek látszólagos fényességének gyöngülése miatt előbb-utóbb olyan határhoz érkezünk, amelyen túlról már a galaxiscsoportok s a halmazok sem mind ötlenek szemünkbe. Különösen ott lesz nehéz felfedeznünk a halvány csillagrendszerek alkotta struktúrákat, ahol igen sok közelebbi s távolabbi galaxis népesíti be a kémlelt területet. Mivel a rajok, halmazok keresése, körülhatárolása mindeddig csillagászati fotók vizuális kiértékelésén alapult, érthető, hogy az átvizsgálendő tartomány térbeli kiterjedésének („mélységének”) növekedésével egyre bizonytalanabbakká váltak az eredmények, a belőlük levont következtetések. A hetvenes-nyolcvanas évek fordulóján éppen ezért azt vallották a témakört legjobban ismerő kutatók, hogy a tárgyalt rendszereket lényegében hiánytalanul ismerjük 31 magnitúdós távolsági modulusig ($1,6 \cdot 10^7$ pc-ig), de e határon túl már egyre kevésbé vagyunk képesek megbízhatóan katalogizálni azokat. A DE VAUCOULEURS által összeállított táblázatból kitűnik, hogy az LGCs-t is számításba véve, 39 galaxiscsoportot ismerünk fenti határon belül, s valószínű számuk sem sokkal haladhatja meg a félszázat. Egy-egy rendszerre tehát átlagosan mintegy $3 \cdot 10^{20}$ pc³ jut, míg mért és számított jellemzőik alapján térfogatukat hozzávetőlegesen $3 \cdot 10^{18}$... $6 \cdot 10^{19}$ pc³-nek tekinthetjük. Körülbelül két nagyságrenddel kisebbek tehát annál, mint amekkora helyet „uralnak”. E röpke számítás is jól érzékelteti, hogy a csillagrendszerek igen egyenetlenül töltik ki a világmindenség tőlünk jól belátható régióit; a galaxisrajokat tekintélyes, átmérőjüket három-négyszeresen felülmúló távolságok választják el egymástól. E csoportokon belül az átlagos galaxissűrűség (a térfogategységre jutó extragalaxisok átlagos száma) messze felülmúlja a tanulmányozott teljes térfogatra kapható értéket. Ez utóbbi meghatározásához természetesen figyelembe kellene vennünk nemcsak a rajok, halmazok tagjait, hanem a magányosan kószáló individuális galaxisokat is. Sajnos ezek azonosítása mindeddig nem volt kellő megbízhatósággal elvégezhető. A különböző alapfeltevésekre épülő hipotézisek azonban egyértelműen arra a konklúzióra vezetnek, hogy vagy a csillagrendszerek óriási többsége rajok, halmazok tagja, vagy legfeljebb 10-15 százalékuk ún. *individuális galaxis*. Tényleges számuk tehát csak alig-alig befolyásolhatja az átlagos galaxissűrűséget.

Az extragalaxisok alkotta közeli rendszerek térbeli eloszlásának vizsgálatára célszerű elkészíteni az adott r távolságon belül megfigyelhető galaxiscsoportok, halmazok $N(r)$ számának alakulását szemléltető grafikont. Az extragalaktikus csillagászatban azonban távolság megadására előnyösebb a Δm távolsági moduluszt használni. Így az itt bemutatott 6.17. ábrán is ez a mennyiség áll a vízszintes tengelyen, s hogy a grafikon könnyebben kezelhető legyen s egyúttal kiértékelését is megkönnyítsük, a függőleges tengelyen (is) logaritmikus beosztást alkalmaztunk. Amennyiben az LGCs körüli térségben egyenletesnek tekinthető a galaxiscsoportok eloszlása, nyilván az r távolság harmadik hatványával arányosan kell növekednie $N(r)$ -nek. Ez azt jelenti, hogy ábránkon

$$\log N(\Delta m) = a + 0,6 \Delta m \quad (6.8.9)$$

egyenes mentén kell sorakozniuk a grafikon töréspontjainak. A valóságban azonban más a helyzet. Ha az átvizsgált teljes térfogatelem túlnyomó részét reprezentáló, 30 és 31 magnitúdós távolsági modulus közti tartomány átlagsűrűsége alapján számítjuk ki az egyenes helyzetét (ezt behúztuk az ábrára is), azt kell látnunk, hogy a görbe teljes egészében e vonal fölött halad (lásd a vastagon kihúzott vonalat). Mintha a kelleténél több csillagrendszer-csoport volna körülöttünk. Az eltérések persze nem igazán



6.17. ábra. A legközelebbi galaxiscsoportok (ezúttal a *Lokális Csoportot* is beleértve) távolsági modulusának kumulatív gyakoriságeloszlása

számottevők, hiszen elsősorban a logaritmikus skála tulajdonságai teszik szembe-
szökővé a különbséget 27 és 29 magnitúdós távolsági modulus között. A dolog még-
sem intézhető el ennyivel, hiszen megfigyelési tény, hogy az LGCs közvetlen környe-
zetében az átlagosnál kissé nagyobb a halmazsűrűség, míg a vizsgált tartomány határa
közelében annál kisebb. A középest tényleg meghaladó sűrűséget még kissé meg is
emeli egy észlelési szelekciós effektus. Az ugyanis, hogy míg a közeli galaxishalmazok
vagy felhők esetében jól meg tudjuk különböztetni ezek egyes alrendszeit, a bennük
helyi sűrűsödésekként kialakult rajokat, a távolabbi struktúrák ilyen jellegű finom-
szerkezetét csak ritkábban érzékelik a kutatók, s így nem is katalogizálják ezen alrend-
szereket.

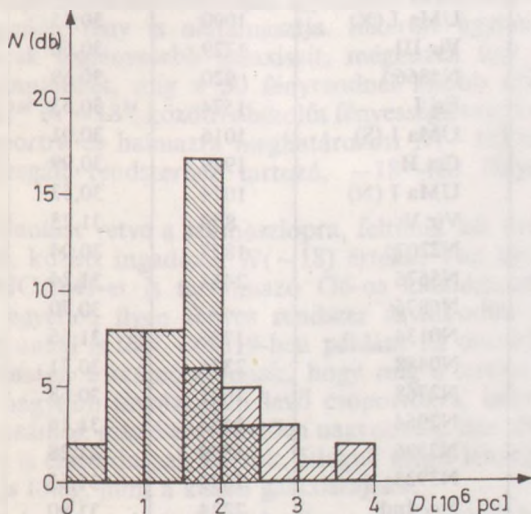
Hogy ez tényleg számottevően befolyásolja a kialakított képet, talán azzal szemlél-
tethető leghatásosabban, ha meggondoljuk, milyennek látná a *Lokális Csoportot* és
közvetlen kozmikus környezetét egy távoli észlelő, aki például a földi asztronómusok
által *Virgo-halmaznak* nevezett rendszer egyik galaxisának lakója. Egészen biztos,
hogy a ma rendelkezésünkre állóhoz hasonló fejlettségű eszközökkel észlelve onnan
egybeolvadni tűnik az LGCs, s a hozzá legközelebbi *Sculptor-raj*, illetve az M81
galaxiscsoport. Nem zárható ki ugyan, hogy mint az LGCs egy-egy sűrűbb tartomá-
nyát ezeket is felismerje, de ugyanakkor az is valószínű, hogy az NGC 5128-ról elne-
vezett fonálszerű G4-es csoport észrevétlen marad számára. A 6.17. ábrán az $N(\Delta m)$
függvény megfigyelt értékeit reprezentáló pontokat összekötő vastag vonal alatt
húzódó vékony szaggatott vonalú poligon azt szemlélteti, hogy mekkora értékeket
kellene kapnunk, ha e kiválasztási effektus nem zavarná vizsgálatainkat. Jól látható,
hogy ez lényegesen jobban illeszkedik az elméleti úton kapott egyeneshez, s elmond-

ható, hogy körülbelül 29 magnitúdós távolsági modulustól az átvizsgált tartomány határáig kielégítő az egyezés, e korrigált halmazszám megfelel egy egyenletes eloszlásnak. Ugyanakkor a diagram bal alsó sarkában továbbra is feltűnő az eltérés. Ezt azzal szokás elintézni, hogy az LGCs $5 \dots 6 \cdot 10^6$ pc sugarú környezetében az átlagosnál kissé nagyobb a galaxiscsoportok térbeli sűrűsége.

Természetesen az a kérdés is felvethető, hogy miért nem „konyul le” az eloszlást szemléltető görbe, miért nem fogynak el a halmazok tőlünk nagy távolságban, amint az várható az egyre romló megfigyelési körülmények miatt. Hisz nyilván egyre nehezebb detektálnunk azokat, egyre többről és többről nem veszünk tudomást. A válasz kivételesen egyszerű és határozott. Azért, mert DE VAUCOULEURS és munkatársai az itt bemutatottnál lényegesen nagyobb térrészt kutattak át, megkeresve minden olyan extragalaxis-rendszert, amelynek távolsági modulusa nem haladja meg a 32... 32,5 magnitúdót. Közülük aztán csak a 31,2-nél kisebb távolsági modulusúakkal foglalkoztak, így érve el, hogy ha néhány távolabbit nem is vettek volna észre, szűkebb környezetünkre vonatkozó statisztikájuk mégis helytálló legyen.

Végeredményben elmondható, hogy $1,6 \dots 1,7 \cdot 10^7$ pc távolságig — a Tejút által nem zavart vidékeken — teljesnek tekinthető a galaxiscsoportok listája. Az interisztelláris abszorpció hatását ellensúlyozandó pedig még körülbelül egy tucatnyi galaxishalmazt kellene hozzáírunk a már lajstromozottakhoz, amelyek legvalószínűbb távolságadatait a 6.6. táblázat tartalmazza.

A részletesen tanulmányozott 54 közeli rendszer és az LGCs adatait összevetve megállapítható volt, hogy közülük a legkisebbek s a legnagyobbak átmérőjének aránya körülbelül 1:12. (Azért nem számítható ki a pontos arány, mert csupán a galaxiscsoportok vetületét tanulmányozhatjuk, s nem ismervén térbeli geometriai szerkezetüket, a látszólagos rövidülés hatását nem tudjuk korrigálni. Egyébként a galaxisfelhők kontúrjainak kijelölése sem mindig egyértelmű, s alkalmanként még a távolságukra korábban széles körben elfogadott értékeket is revideálnunk kell.) Az egyes objektumokra vonatkozó adatok közlése helyett csupán arra szorítkozunk, hogy szerény statisztikát adjunk közre róluk. Az említett rendszerek vetületeinek legnagyobb átmérői a 6.18. ábra szerinti eloszlást mutatják.



6.18. ábra. Közeli galaxiscsoportok átmérőjének gyakoriságeloszlása

6.6. táblázat. Galaxishalmazok legvalószínűbb távolságadatai

Sorszám	Csoport	V_0	μ_0	Δ
1	Sc1	194	26,96	2,5
2	M81	160	27,38	3,0
3	CVn I	342	28,27	4,5
4	N5128	319	27,99	4,0
5	M101	508	28,71	5,5
6	N2841	589	29,53	8,0
7	N1023	619	28,47	4,9
8	N2997	534	29,87	9,4
9	M66	592	29,13	6,7
10	CVn II	747	29,32	7,3
11	M96	741	29,30	7,2
12	N3184	629	29,78	9,0
13	Coma I	944	29,55	8,1
14	N6300	1270	30,27	11,3
15	Cet I	1513	30,37	11,8
16	N1566	999	30,92	15,3
17	UMa I (Z)	979	30,36	11,8
18	Vir S	1087	30,31	11,5
19	Vir E	1013	30,67	13,6
20	Vir Y	1307	30,50	12,6
21	N1433	665	30,96	15,6
22	N1672	—	30,92	15,3
23	N3672	1583	31,30	18,2
24	UMa I (Y)	998	30,84	14,7
25	Vir S'	1541	30,96	15,5
26	Vir X	1272	30,78	14,3
27	Grus	1561	31,28	18,0
28	UMa I (X)	1090	30,15	10,7
29	Vir III	1729	30,60	13,2
30	N5866	920	30,69	13,7
31	Eri I	1574	30,63	13,4
32	UMa I (S)	1016	30,91	15,2
33	Cet II	1929	30,99	15,8
34	UMa I (N)	1074	30,53	12,8
35	Vir V	879	31,25	17,8
36	N2207	1827	30,04	10,2
37	N5676	2411	31,24	17,7
38	N6876	—	30,70	13,8
39	N0134	1786	31,66	21,5
40	N0488	2336	30,71	13,9
41	N2768	1681	30,68	13,7
42	N2964	1463	31,16	17,1
43	N3396	1599	31,28	18,0
44	N3923	1635	31,67	21,6
45	Pav-Ind	2224	31,90	24,0
46	Vir W	2168	31,63	21,2

6.6. táblázat folytatása

Sorszám	Csoport	V_0	μ_0	Δ
47	N3190	1198	31,22	17,5
48	N3504	1437	30,95	15,5
49	N3607	1057	31,47	19,7
50	N5846	1806	30,97	15,6
51	N6643	1938	31,40	19,1
52	N6861	2909	31,94	24,4
53	For I	1464	31,39	18,9
54	N3245	1256	31,62	21,1

V_0 a csoport közepes galaktocentrikus radiális sebessége [km s^{-1}],
 μ_0 a csoport galaktikus abszorpcióra korrigált távolsági modulusa (m),
 Δ a csoport távolsága 10^6 pc-ben.

Bár e hisztogram szerkezete igazán nem szuggerálja, hogy méretük alapján több osztályba soroljuk a vizsgált objektumokat, a kérdés szakértői mégis indokoltnak látják ezt. Így az 55 rendszer mintegy 70%-át (38 darabot), lényegében a belső struktúra nélküli, kisebb átmérőjű rajokat tekintik *galaxiscsoportoknak*. Közülük a legkisebbnek $3 \cdot 10^5$ pc, míg a legnagyobbknak $2,5 \cdot 10^6$ pc a leghosszabb átmérője, miközben az átlagérték $1,5 \cdot 10^6$ pc. A maradékot (17 darab) *galaxisfelhőknek*, *halmazoknak* nevezik. Ezek között a legkisebb $1,8 \cdot 10^6$ pc, a legnagyobb pedig $3,6 \cdot 10^6$ pc átmérőjű, miközben a számtani középérték $2,3 \cdot 10^6$ pc.

Az adatok részletes analízise végül arra a konklúzióra vezetett, hogy e felosztás még tovább finomítható, bevezetve a kis és nagy csoportok, s a hasonló halmazok osztályát. Ezekbe rendre a $3 \cdot 10^5 \dots 1,2 \cdot 10^6$ pc, illetve az $1,4 \dots 2,5 \cdot 10^6$ pc közötti átmérőjű csoportok, valamint az $1,8 \dots 2,5 \cdot 10^6$ pc, illetve a $2,8 \dots 3,6 \cdot 10^6$ pc közötti átmérőjű galaxisfelhők, halmazok sorolandók be.

Azt, hogy nem alaptalan különválasztani egymástól a csoportokat és a halmazokat, egy másik megfigyelési tény is alátámasztja. Sikerült ugyanis lajstromba venni a vizsgált rendszerek legfényesebb galaxisait, méghozzá úgy tűnik, hogy -18^M fényességig valamennyiüket, míg a 30 fényrendnél kisebb távolsági modulusúak esetében még a -17^M és -18^M közötti abszolút fényességű tagokat is. A 6.7. táblázatban az összes csoportra és halmazra meghatározott $N(-18)$ értékeket adjuk meg (így jelöltük a vizsgált rendszerhez tartozó, -18^M -nál fényesebb tag-galaxisok számát).

Már egyetlen pillantást vetve a számoszlopra, feltűnik két dolog. Az egyik, hogy milyen tág határok között ingadozik $N(-18)$ értéke. Van ugyanis olyan galaxiscsoport — az NGC 2841-et is tartalmazó G6-os katalógusszámú objektum —, amelyben csupán egyetlen ilyen fényes rendszer árválkodik, míg másokban két-hatnyi, vagy még annál is több (a G19-ben például 32 darab) található. A másik szembeötlő tulajdonsága e számoszlopnak, hogy míg a tetején főleg kis számokat találunk, addig a nagyobb távolságban levő csoportokra, halmazokra vonatkozó, lejjebb olvasható számok már észrevehetően nagyobbak. Bár elvéve még hármasok — sőt egy kettes — is előfordulnak köztük, átlaguk mégis lényegesen nagyobb, mint az egész társaságé, s főleg, mint a közeli galaxisrajoké.

Mindezek magyarázatához segítséget jelenthet a csoportok és halmazok megkülönböztetése. Tekintve, hogy a vizsgálat oly mélyreható volt, hogy valamennyi kívánt

6.7. táblázat. A galaxiscsoportok és -halmazok -18^m -nál fényesebb tag-galaxisainak száma [$N(-18)$], átlagos fejlettsége (\bar{i}), valamint ennek minimális (i_n) és maximális (i_x) értéke

Sorszám	Csoport	$N(-18)$	\bar{i}	i_n	i_x
0	Lokális	2-3	+6,4	+3	+9
1	ScI	3	+7,3	+5	+9
2	M81	2	+4,6	-1	+9
3	CVn I	4	+5,6	+2	+10
4	N5128	3	+3,3	-4	+10
5	M101	3	+4,0	-1	+7
6	N2841	1	+5,8	0	+10
7	N1023	2	+3,8	-4	+7
8	N2997	3	+3,6	-3	+6
9	M66	3	+1,0	-2	+3
10	CVn II	5	+6,0	+3	+9
11	M96	2	-2,0	-6	+3
12	N3184	4	+6,3	+5	+9
13	Coma I	10	+2,0	-6	+5
14	N6300	3	(+4,3)*	+3	+5
15	Cet I	10	+2,8	-2	+5
16	N1566	9	-1,6	-6	+4
17	UMa I (Z)	3	+2,0	-3	+7
18	Virgo S	27	+3,4	+2	+5
19	Virgo E	32	-5,0	-6	-2
20	Virgo Y	16	+1,4	-6	+6
21	N1433	8	+1,6	-3	+6
22	N1672	3	+4,0	+3	+6
23	N3672	2	-1,5	-6	+5
24	UMa I (Y)	3	(+4,3)*	+3	+5
25	Virgo S'	5	+3,2	0	+7
26	Virgo X	24	+1,8	-5	+6
27	Grus	17	+1,6	-2	+6
28	UMa I (X)	3	+2,8	-3	+9
29	Virgo III	15	+3,0	+2	+6
30	N5866	5	+2,6	-2	+5
31	Eri I	19	+2,2	-5	+5
32	UMa I (S)	15	+4,2	+3	+5
33	Cet II	6	-2,4	-6	+3
34	UMa I (N)	15	+3,2	+1	+5
35	Virgo V	9	+2,2	-4	+6
36	N2207	6	+3,4	-2	+6
37	N5676	3	+3,0	0	+5
38	N6876	3	+2,0	-6	+7
39	N0134	(5)*	+0,8	-3	+4
40	N0488	5	+1,8	-3	+4
41	N2768	5	+0,8	-5	+7
42	N2964	4	+1,0	-3	+4
43	N3396	3	+4,2	-3	+10

6.7. táblázat folytatása

Sorszám	Csoport	$N(-18)$	\bar{t}	t_n	t_x
44	N3923	8	-2,8	-6	+5
45	Pavo-Indus	24	0,0	-6	+4
46	Virgo W	6	-0,2	-6	+5
47	N3190	6	-1,0	-6	+4
48	N3504	3	+0,5	-3	+5
49	N3607	6	-0,2	-6	+6
50	N5846	8	-1,8	-6	+3
51	N6643	(5)*	+2,8	0	+5
52	N6861	9	-3,2	-6	0
53	For I	15	-2,6	-6	+4
54	N3245	4	+1,5	-3	+4

* A zárójelbe tett adatok bizonytalanok

abszolút fényességű extragalaxisról sikerült információkat szerezni, nyilvánvaló, hogy egyes rendszerek — bár kivétel nélkül van bennük ilyen tag-galaxis — csak nagyon csekély számban tartalmaznak ilyen, viszonylag nagy optikai teljesítményt produkáló extragalaxisokat. Ezek tehát valóban más felépítésűek lehetnek, mint a sok fényes galaxist (is) magukba foglaló hatalmas halmazok. Átlagos átmérőjükön és térfogatukon kívül tehát e pontosan megadható paraméterük is megkülönbözteti egymástól a csoportokat s a halmazokat.

Valóban, a 38 csoportra átlagolva $N(-18)$ értékét, 4,3-et kapunk, míg a többi 7 megvizsgált rendszerre, melyeket határozottan *galaxishalmazoknak* titulálunk, körülbelül 15-öt (néhány rendszer esetében még növekedhet a -18^M -nál fényesebb tagok száma, ha sikerül pontosítani a méréseket). Mindez összevág azzal a tapasztalattal ismert ténnyel, hogy egy-egy galaxisfelhő vagy halmaz gyakorta 3-4 csoportot vagy galaxisrajt is magába foglal. Úgy tűnik tehát, hogy az extragalaxisokból felépülő rendszerek galaxistartalma — legalábbis ami a fényesebbeket illeti — arányos azok térfogatával.

Azt a megállapítást, hogy a kis csoportok inkább hozzánk közel, míg a testesebb halmazok tőlünk távolabb vannak, pedig valószínűleg úgy kell értelmeznünk, mint szelektív szelekció és statisztikai fluktuáció eredőjét. A közölt számadatokból világos, hogy a csoportok több, mint kétszer olyan gyakoriak, mint a halmazok, s amiatt, hogy nem dúskálnak fényes extragalaxisokban, valószínűleg annál nehezebben ismeretők fel, minél távolabb vannak. Ezzel szemben egy az LGCs-hez esetleg nagyon közel fekvő, netán azt körülfogó óriási galaxishalmazt egyáltalán nem volna könnyű elfedezni, hisz egyes alrendszerei, amelyeket különálló csoportokként kezelnének a kutatók, egyedi besorolást kapnának. Olyan ez, mint amikor valakit magasabb egyen hirtelen köd vesz körül. Csak keveseknek jut eszébe arra gondolni — amit völgyből odatekintő megfigyelő természetesen tart —, hogy tulajdonképpen egy tündér felhőben van. Bár észreveszi, hogy a ködben itt-ott sűrűbb gomolyagok is vannak, minthogy belülről kell vizsgálgatnia, nehezen jön rá a helyes válaszra. E hatások, ha bizonyára meglevő egyenlenségek a galaxiscsoportok és halmazok eloszlásában

feltehetően együttesen alakítják hát ki az univerzum e fertályának megfigyelhető és itt csak vázolt szerkezetét.

Ha már ekkora figyelmet szenteltünk e kozmikus rendszereknek, megvizsgálhatjuk azt is, hogy milyen típusú extragalaxisokat tartalmaznak. Hogy ne kelljen minden morfológiai típusról külön-külön említést tenni, amelynek képviselői megtalálhatók bennük, célszerű bevezetni egy új jelölést. Ezt egyébként a terjedelmes táblázatok adatainak számítógépes feldolgozása is megkívánja, s tulajdonképpen az adott rá lehetőséget, hogy az extragalaxisok tulajdonságait jellemző paraméterek bizonyos értelemben monoton változnak egy kellő alapossággal és megfontoltsággal elrendezett sorozat mentén. A korábban részletesen bemutatott morfológiai típusokból tehát olyan — részben új, illetve több korábbi típus összevonásával megalkotott — *fejlettségi állapotnak (stagenek)* nevezett osztályokat definiált DE VAUCOULEURS, amelyek felölelik a korábban más nomenklatúra szerint csoportosított objektumokat, ugyanakkor sok szempontból könnyebben kezelhetőek, számos törvényszerűség felismerését megkönnyítik.

Az általában t -vel, de esetenként τ -val jelölt állapot jellemzésére -6 -tól $+11$ -ig terjedően egész számokat vezetett be az alábbi kölcsönösen egyértelmű megfeleltetést írva elő a morfológiai típusok (T) és az egyes fejlettségi állapotok (t) között:

$T: E^-$	E	E^+	L^-	L^0	L^+	$S0/a$	Sa	$Sab...$
$t: -6$	-5	-4	-3	-2	-1	0	$+1$	$+2$
$T: ...Sb$	Sbc	Sc	Scd	Sd	Sdm	Sm	Im	Im^+
$t: ...+3$	$+4$	$+5$	$+6$	$+7$	$+8$	$+9$	$+10$	$+11$

(E felsorolásban E^- a rendkívül kompakt, míg E a normális és a törpe elliptikus galaxisokat, E^+ a MORGAN által cD -vel jelölt óriás elliptikusokat, L^- , L^0 és L^+ a lencseszerű galaxisokat — lényegében $S0^-$, $S0^0$, $S0^+$ -t —, $S0/a$ az alkalmanként IO -val is jelölt átmeneti típust, végül Im^+ a kompakt szabálytalan kék csillagrendszereket jelöli.) A teljesség kedvéért megjegyezzük még, hogy e sorozatot J. R. FISCHER és R. B. TULLY később $+13$ -ig kiterjesztették, bár a két újabb alosztály nem igazán szervesen kapcsolódik a sor végéhez, hiszen a besorolási kritériumok tulajdonképpen mindkettőjük esetében negatívak. A 12-esbe ugyanis a pontosabban nem nem állapítható altípusú spirálokat, míg a 13-asba az olyannyira pekuliárisokat sorolta a két amerikai kutató, amelyek egyetlen korábbiiban sem helyezhetők el.

Az illetéknéppen rendezett galaxistípus-sorozatok figyelemre méltó tulajdonsága, hogy a csillagrendszerek egyik legfontosabb geometriai jellemzője, valódi lapultságuk (amelyet annak feltételezésével számítanak, hogy ezen objektumok első közelítésben forgási ellipszoidnak tekinthetők) a -6 -ostól a $+7$ -es állapotig szigorúan monoton csökken, majd az itt felvett minimális értéke után ismét emelkedik a 10-es fejlettségi fokig. ($+11$ -től kezdve e paraméter már nem értelmezhető.)

Ami a t -vel jelölt állapotokba való besorolás biztonságát illeti, a rendszer megalkotója épp azt tartja e szisztéma egyik legfőbb erősségének, hogy végig az egész sorozat mentén ugyanakkora, egy-egy lépcsőfok az osztályozás standard hibája, ha kellően begyakorlott személy megfelelő feloldású fotók vizuális kiértékelése alapján végzi az osztályozást. Ilyen értelemben tehát sikerült egy egyenlő „szélességű” fókókból álló tárolószekrényt készíteni az extragalaxisoknak. Éppen ez teszi lehetővé, hogy végre beszélhessünk egy galaxiscsoport tagjainak átlagos típusáról (a benne azonosított csillagrendszerek fejlettségi fokának — a nekik megfelelő t értékeknek — számtani középértékéről), az előforduló típusoknak ezen átlagérték körüli szórásáról, azaz a galaxiscsoport típus tisztaságáról vagy kevertségéről, zagyvaságáról.

A tárgyalat 55 galaxiscsoport, illetve halmaz esetében már nem volt rá mód, hogy valamennyi tagjukat klasszifikálják, így a vizsgálatok homogenitásának biztosítására mindegyikből csak a legfényesebbeket (négy-öt-hat galaxist) vették figyelembe. Kiszámították ezek átlagos fejlettségi állapotát (\bar{i}), illetve megadták t -nek e szűkebb mintán belül felvett minimális (t_n) és maximális (t_x) értékét is (lásd a 6.7. táblázat megfelelő oszlopaiban).

Roppant érdekes, hogy különösen a közeli csoportok esetében találunk nagy pozitív értékeket t átlagára. E rendszerekben tehát elsősorban spirálok jutottak be az öt-hat legfényesebb tag közé, sőt jónéhány szabálytalan galaxissal is találkozhatunk e kiválasztottak között. A távolabbiak esetében egyre gyakoribb, hogy lentikuláris, sőt óriás vagy kompakt elliptikus galaxisok találhatók az „élbolyban”. (Ez elsősorban a t_n és t_x értékét tartalmazó oszlopból olvasható ki.) Ugyanakkor tény, hogy a vizsgálatba bevont csoportok közül a G4-ben található a legszélesebb típusválaszték, hisz -17^M -nál fényesebb hat galaxisa között -4 és $+10$ fejlettségi állapotú egyaránt akad, azaz e kis csapat tagjai 15 állapot között oszlanak meg. Hasonló rendszer nincs a közelünkben, hisz a -6 -tól $+7$ -ig benépesített G38 $1,38 \cdot 10^7$ pc-re, a -5 -tól $+7$ -ig populált G41 pedig $1,37 \cdot 10^7$ pc-re, míg a -6 -tól $+6$ -ig választékot nyújtó G49 $1,97 \cdot 10^7$ pc-re van az LGCs-tól.

Az, hogy egy-egy csoportban vagy halmazban még a $+9$, vagy netán $+10$ állapotnak megfelelő jelentéktelen csillagrendszerek is bejutottak a fényes elitbe, azzal magyarázható, hogy ezekben igen kevés nagy optikai teljesítményű galaxis akad csak, így e viszonylag halvány objektumok könnyen lehetnek ötödikek-hatodikok, vagy akár harmadikok-negyedikek is. Ezek fényében nem meglepő, hogy ez főleg a közeli, szerény méretű csoportok esetében feltűnően gyakori jelenség (a *Lokális Csoportot* is számítva, a hét legközelebbi rendszerből hatnál ez a helyzet).

Ma még csak találgathatjuk, hogy mi az oka a galaxishalmazokat alkotó csillagrendszerek típusválasztékának. Ha mindez nem véletlen fluktuációk következménye, akkor feltételezhető, hogy talán az egyes objektumok különböző korával, a formálódásukkor bennük uralkodott fizikai viszonyok (hőmérséklet, gáz—por arány, nyomás, eredő impulzusmomentum stb.) változatosságával hozható kapcsolatba.

A megvizsgáltakon túl úgy tűnik, hogy még legalább két jellemző tekintetében meghatározott különbség van az extragalaxisokból felépült egyes rendszertípusok között. Közülük az egyik, a rendszer tagjainak radiális sebességében tapasztalható szórás viszonylag pontosan mérhető, illetve számítható. Problémát elsősorban az jelenthet, hogy a szükséges spektroszkópiai vizsgálatokat csak elegendően fényes objektumok, azaz csak a halmaztagok egy töredéke esetében lehet elvégezni, s nem biztos, hogy ezek megfelelően reprezentálják a teljes rendszer sebességeloszlását. A másik fontos paraméter, az extragalaxisok alkotta struktúrák integrált tömege még nehezebben meghatározható be. A különböző alapfeltevésekre épülő módszerek általában meglehetősen eltérő — sokszor akár egy-két nagyságrend különbségű — eredményeket adnak, amelyek átlaga sem feltétlenül esik közel a valódi értékhez.

Mindezek előrebocsátása után lássuk a statisztikai elemzések végeredményét!

A galaxiscsoportok körében külön is meghatározták a közeliekre érvényes értékeket (feltehetően ezek a legpontosabbak, de egyszersmind ezek vonatkoznak a legfényesebb extragalaktikus rendszerekre), a nagyobb rendszerek esetében pedig megkülönböztették egymástól a galaxisfelhőket és a halmazokat. A rendelkezésre álló mérőadatok alapján megállapítható volt az egyes extragalaktikus struktúrátípusok valószínű átlagsűrűsége is. Ez utóbbi értékei állnak a következő kis táblázat utolsó oszlopában. (A táblázatban a zárójeles adatok bizonytalanok.)

A fenti adatokból világosan kiderül, hogy a közeli galaxiscsoportok valóban kisebb-

	Közeli csoportok	Összes csoport	Galaxisfelhők	Halmazok
Megvizsgált rendszerek száma	10	27	13	3
A radiális sebesség szórása [km s ⁻¹]	100	200	250	(650)
Tömeg (10 ¹¹ M _☉)	40	160	480	(3000)
Sűrűség [10 ⁻²⁷ g cm ⁻³]	2	5	3	(24)

bek az átlagosnál, hiszen a korábban megvizsgált átmérőjükön kívül tömegük is messze alatta marad a valamennyiük adataiból leszámított középértéknek. E szerényebb tömeg magyarázatot adhat a radiális sebességben tapasztalt kisebb mértékű szóródásra, de legalább ennyire igaz a fordítottja is (hogy ti. a számottevően kisebb össztömeget épp a csekély sebességeltérésekből származtatták).

A csoportok és galaxisfelhők elhatárolására ezzel szemben nem alkalmas az egzakt módon mérhető radiális sebességek analízise, csupán a sokkal megbízhatóbb úton nyert integrált tömeg. Épp ezért a szkeptikusabb kutatókat még a táblázatból kiolvasható hármasszám faktor sem győzte meg arról, hogy indokolt e struktúrák megkülönböztetése.

A galaxishalmazokra vonatkozó értékeket három közeli, de igazán tekintélyes méretű objektum [a *Virgo I* (E), a *Virgo I* (S) és a *Fornax I* nevet viselő halmaz] adataiból származtatták le. Részben ezért, részben, mert e dúsan populált rendszerekből természetesen csak néhány tag részletes vizsgálatára kerülhetett sor, az eredmények eléggé bizonytalanok. A táblázat jobb alsó sarkában álló szám ugrik ki talán a legjobban a neki megfelelő adatok közül. Hogy ez valóban azt jelenti-e, hogy a halmazok átlagos anyagsűrűsége öt-tízszer nagyobb a csoportokénál, ma még nem dönthető el. Bár annyi biztosnak látszik, hogy a galaxishalmazok nagyobb átlagsűrűségűek, mint a kisebb taglétszámú extragalaktikus rendszerek, a fenti sűrűségarány túlzottnak tűnik. Óvatosságra int az a tény is, hogy a galaxishalmazok tagjainak átlagos tömege is sokkal (háromszor-hatszor) nagyobbak adódott, mint a galaxisfelhőké, csoportoké. Mindez megerősíti a gyanút, hogy a kiindulásul szolgáló adatokat észlelési szelekciós hatások torzították el olyan mértékben, hogy azok az említett arányokat eredményezték.

6.8.7. Magányos galaxisok

Miután kellő részletességgel megvizsgáltuk a Tejútrendszer környezetében, tőlünk húszmillió parsecet meg nem haladó távolságban felfedezett extragalaxis-rendszereket, visszatérhetünk egy korábban már felvetett problémához. Vannak-e egyedül álló, individuális, vagy más szóval *izolált galaxisok*? Olyan csillagrendszerek, amelyek közelében nincs másik ilyen égitest, amelyek sem galaxispárnak, sem -rajnak, -csoportnak vagy -halmaznak nem tagjai. A kérdésre a lehető legpontosabban ismert, legskrupulusabban átkutatott térrész kozmikus objektumaira vonatkozó adatok birtokában kísérelhetünk csak meg válaszolni. Nem volna célravezető ugyanis, ha irtatlan messzeségben tündöklő nagy luminozitású galaxisokról próbálnánk bizonyítani, hogy nincs a közelükben más csillagrendszer. Mai ismereteink szerint ugyanis szinte megszakítás nélküli az átmenet — ha éppenséggel nincs átfedés is — a fényes

gömbhalmazok és a leghalványabb (törpe) extragalaxisok között. Így azután teljesen nyilvánvaló, hogy legmodernebb távcsöveinkkel és legérzékenyebb detektorainkkal sem igen vagyunk képesek ezen csillagrendszerek észlelésére, ha olyan messze — vagy esetleg távolabb — vannak tőlünk, mint azok az extragalaxisok, amelyek gömbhalmazait már nem tudjuk felismerni. Tekintve, hogy a dolog természeténél fogva nem határozhatjuk körül az égbolt egy kisebb tartományát azzal a biztos tudattal, hogy itt kutathatunk majd eredményesen izolált galaxisok után, vizsgálataink térbeli határát ott vagyunk kénytelenek megvonni, ameddig az egész égboltra kiterjedő szírlásvizsgálatok teljesnek vehetők. Könnyű belátni, hogy így csupán a galaxis-csoportok tulajdonságainak felderítése céljából áttanulmányozott $1,0 \dots 1,5 \cdot 10^7$ pc sugarú gömb jöhet számításba.

A katalogizált galaxisok közül elsősorban azokat kell tehát kiválogatnunk, amelyeknek a Tejútrendszerrel való távolsága pontosan ismert. Minthogy ilyen égitestek: LGCs-n kívül alig akad, más módon kell megközelíteni a kérdést. Feltehetjük például, hogy a fényesnek látszó extragalaxisok viszonylag közeliek, hisz közöttük viszonyára kisebbségben vannak a valóban óriási teljesítménnyel sugárzó, de irtózáson messze levő források. Hasonlóképp valószínű, hogy ha egy csillagrendszer szögátmérője elegendően nagy, akkor nem lehet túlságosan távol tőlünk. Végül — tekintettel az univerzális érvényűnek látszó *Hubble*-törvényre — az is nagyon valószínű, hogy mindazon galaxisok, amelyek radiális sebessége csekély, viszonylag „közel” kell, hogy legyenek hozzánk.

Pontosan ezt a gondolatmenetet követték azok a csillagászok, akik hozzáláttak, hogy a már lajstromba vett galaxisok közül mindazokat összeírják, amelyek az LGCs-csoportjában lehetnek. Az ismert távolságúakon kívül számba vették tehát mindazokat, amelyek látszólagos fényessége nem haladta meg (!) a tíz fényrendet, továbbá azokat, amelyek szögátmérője elérte vagy felülmúlta a tíz ívpercet, illetve amelyeknek a Galaxis tömegközéppontjához viszonyított radiális sebessége nem érte a 200 km s^{-1} -t.

Összesen hatvan extragalaxis akadt, amely a fenti kritériumok közül legalább egyiket megfelt, amelyet tehát igen nagy valószínűséggel közelinek lehetett tekinteni. Közülük ötvenkettőtől rövid úton kiderült, hogy a korábban már elemzett 55 galaxis-csoport, illetve halmaz valamelyikének tagja. Mindössze az itt következő nyolc objektum maradt az izolált galaxisok előzetes listáján: NGC 404, NGC 1313, NGC 2903, NGC 3109, NGC 3521, NGC 6744, NGC 6946 és IC 5152.

Természetesen ezek az égitestek sem feltétlenül magányosok, hisz az NGC 404, NGC 3109 és az IC 5152 esetében nem zárható ki, hogy a *Lokális Csoport*hoz tartozzanak. Ugyanakkor az is előfordulhat, hogy a többi 52 közül egyiket-másikat valamilyen tekintették valamely csoport vagy halmaz tagjának. Végeredményben tehát mondható, hogy szűkebb kozmikus környezetünkben a galaxisok mintegy 10-15%-a tartozhat izoláltnak. Egészen biztos, hogy arányuk nem éri el a 25%-ot, de ugyanakkor az is tény, hogy vannak ilyen csillagrendszerek (a felsoroltak közül az aláhúzottak — lényegében 7% — feltétlenül a magányosok klubjába tartoznak).

Hogy sok-e ez vagy kevés? Ahhoz képest, hogy a harmincas évek közepén még szinte minden extragalaxist az univerzum egy-egy szigetének, tökéletesen izolált égitestjének tekintették, s csupán néhány halmaz létét fogadták el (*HUBBLE* például meg volt győződve róla, hogy legfeljebb az ismert galaxisok néhány százaléka lehet valamilyen halmaz tagja), kétségtelül kevés. Másrészt azonban sok is, hisz a hatvanas években szép számmal akadtak a csillagászok körében, akik azt vallották, hogy minden extragalaxis valamilyen csoport vagy halmaz tagja.

E viszonylagosságát elismerve is egészen határozottan állítható azonban az, hogy

a HOLMBERG által megfogalmazott, a *Titius—Bode*-szabályra emlékeztető törvényszerűség, amely szerint az m multiplicitású (ennyi tagból álló) rendszerekhez tartozó galaxisok gyakoriságára (f_c -re) fennáll

$$f_c(m) = 2^{-m}, \quad (6.8.10)$$

nem teljesül. Ő egy igen szűk, lényegében csak a legfényesebb csillagrendszerekre kiterjedő statisztikából olvasta ki e sokat idézett „szabályt”, amely akkor a ténylegesen észlelthez még meglepően pontosan illeszkedő eredményeket adott, amint az az itt közölt adatokból is kiderül:

Multiplicitás (m):	1	2	3	4	5	6	7
Észlelt gyakoriság:	47%	24%	15%	7%	4%	(2%)	(1%)
Számított gyakoriság (f_c):	50%	25%	12,5%	6,25%	3,12%	1,56%	0,78%

Mintogy azonban vizsgálataiból teljesen kimaradtak a nagy létszámú galaxis-halmazok (s így képlete értelmében tíztagú vagy annál népesebb rendszerhez legfeljebb minden 500. galaxis tartozhat csak hozzá), kiugróan magas gyakoriságértékeket rendelt a kis létszámú rajok tagjaihoz, illetve az izolált csillagrendszerekhez.

Végezetül felidézve az LGCs kiterjedéséről mondottakat, az is világos, hogy ezek az izoláltak tekintett csillagrendszerek — jóllehet szűkebb értelemben véve tényleg magányosak lehetnek —, mindenképp alkotóelemei e laza szerkezetű, a galaxis-halmazoknál kisebb átlagsűrűségű, de mégiscsak feltérképezhető, körülhatárolható szuperhalmaznak. Az izoláltság tehát szigorúan véve annyit jelent, hogy az illető extragalaxis (feltehetően) kívül esik valamennyi ismert, $3,6 \cdot 10^6$ pc-et meg nem haladó átmérőjű, csillagrendszerek alkotta struktúra határain.

6.9. Az extragalaxisok fotometriai és spektrális tulajdonságai

Az extragalaktikus objektumok fizikai vizsgálatának egyik legingoványosabb területét minden bizonnyal fotometriájuk szolgáltatja. Könnyen megérthetjük ezt, ha utalunk e rendszerek páratlan formagazdagságára és arra, hogy a csillagászati fotometria módszereit elsősorban pontszerű források elektromágneses sugárzásának intenzitásmérésére fejlesztették ki. Nem csoda hát, ha még évtizedekkel az extragalaktikus csillagászat alapjainak lerakása után sem rendelkezünk egységes, mindenki által elfogadott és alkalmazott galaxis-fotometriai eljárással. A csillagrendszerek alapvető fotometriai jellegzetességeinek tárgyalása előtt éppen ezért mindenképpen pillantást kell vetnünk a szélesebb körben alkalmazott mérési metodikákra.

6.9.1. Fotografikus módszerek

Az extragalaxisok megismerése szempontjából mindig is meghatározó jelentőségű volt a csillagászati fényképezés. A fotografikus fotometria négy különböző eljárást kínál a csillagrendszerek látszólagos fényességének megállapítására. A legegyszerűbb, de sejthetően a legpontatlanabb mérések során rövid gyűjtőtávolságú, nagy látómezejű asztrofokkál vagy *Schmidt*-kamerákkal — esetleg különböző színszűrőkön át — felvett negatívokon vizuális összehasonlítás útján határozzák meg az egyes

objektumok adott színképtartománybeli látszólagos fényességét. A galaxisok nyomát ismert fényességű csillagokéhoz viszonyítva — lehetőleg interpolációval — következtetnek a mérendő égitest fényének intenzitására. A csillagok és a galaxisok képeinek eltérő szerkezete természetesen azt eredményezi, hogy a kapott fényességadatok nemcsak erős szórást és személyi hibát, hanem számottevő szisztematikus eltérést is tartalmaznak. Éppen ezért e módszert csak a korai, nagy égi területekre kiterjesztett felmérés jellegű vizsgálatok során alkalmazták. Ezen eljárás legfőbb hibája abból ered, hogy míg a csillagok roppant erős kontrasztú, gyakorlatilag pontszerűnek tekinthető objektumok, addig a galaxisok képe minden esetben nehezen körülhatárolható, diffúz. Hogy ezen változtassanak, a fotometriai célra készítendő felvételek esetében miközben a galaxisokat fényképezik, a lemez egy részét eltakarják, majd ezt követően az üresen hagyott részre az összehasonlító csillagok extrafokális képeit veszik fel. Az ily módon készített fotókon azután mikrodenzitométer segítségével — parányi képelemekre (pixelekre) bontva a keletkezett foltokat — állapítják meg, hogy különböző feketedéseknél (amelyeket az extrafokális képek alapján lehet fotometriailag kalibrálni) mekkora az egyes galaxisok által lefedett terület. E hosszadalmas mérősorozatok révén a csillagrendszerek teljes vagy totális (felületre integrált) látszólagos fényességét lehet megkapni valamely fotometriai sávban. Természetesen a mikrodenzitométer mérési pontossága és a háttér okozta zaj korlátokat szab a mérések során, így a totális fényesség általában nem egyéb, mint az objektum még mérhetően fényes, tehát az égi háttérből szignifikánsan kiemelkedő tartományából érkező sugárzás eredője. Éppen ezért az ily módon nyert magnitúdóértékek megadásakor azt is közölni szokás, hogy milyen felületi fényességértéknél vonták meg a diffúz égitestek határát.

E méréseket igen kiterjedten alkalmazták a Mount Wilson Observatoryban, ahol a felvételeket a 60, ill. a 100 hüvelyk (152,4, ill. 254 cm) átmérőjű reflektorokkal készítették. HOLMBERG e képek alapján több száz extragalaxis fotografikus tartománybeli fényességét mérte ki 26,5 magnitúdó · ívmásodperc⁻² látszólagos felületi fényességhatárig az ötvenes években, s eredményei igen jó egyezésben vannak a modernebb fényelektromos módszerekkel kapottakkal.

Egy másik vizsgálati módszer során egyidejűleg veszik fel a csillagok és a mérendő galaxisok képét, méghozzá az egzakt fókuszfelületen fekvő emulzióra, de az említett szisztematikus eltérés kivédésére „szétkenik” a képeket. Vagy az egész távcsövet, vagy a fotolemez tartó kazettákat szisztematikus mozgatják az objektumokhoz, ill. azok képehez képest, s így elérik, hogy például a csillagok nyomai parányi foltocskák helyett legalább néhány száz négyzetívmásodperc kiterjedésű kis négyzetek legyenek, amelyek feketedése az adott égitest látszólagos fényességének függvénye. Ha a cikkekben történt mozgatás egyenletes volt, úgy az egyes foltokon belül nem mérhető intenzitásváltozás. A módszer, amelyet elsőként német csillagászok alkalmaztak csillagfotometriai célra, a „schraffierkasette”-eljárás néven ismert világszerte. Távoli galaxisok esetében még a 200 hüvelykes (508 cm-es) teleszkóppal is készültek ilyen felvételek. A legnagyobb vállalkozás, amelyben e módszert alkalmazták, a ZWICKY és munkatársai által lefolytatott galaxis- és galaxishalmaz-vizsgálat volt. Ennek során 5,5 magnitúdós látszólagos fotografikus határfényességig minden, a lefotózott területekre eső köd fényességét meghatározták, elkent képüket összehasonlítva egy ópcsős szürke skálával, amelyet fotometriai referenciacsillagok képei segítségével kalibráltak. Eredményeiket a CGCG kötetekben adták közre.

E módszer sem mentes azonban a szisztematikus hibáktól, hisz a különböző felületi fényességeloszlású rendszerek szétkent képében — a zavaró fotografiai effektusok miatt — más-más hatásfokkal érvényesül az adott források sugárzása. Szerencsére

az eltérések megbecsülhetők, s szisztematikus korrekciókkal számottevően csökkenthetők.

A negyedik fotografikus módszert a francia J. BIGAY alkalmazta a gyakorlatban is. Ennek során egy kis átmérőjű, a gyújtóponthoz közel elhelyezett lencsével (*Fabry-lencse*) a műszer főtükrét vagy objektívlencsését képezik le az emulzióra, hasonlóan ahhoz, mint ahogyan a fényelektromos fotométerek esetében járnak el. A *Fabry-eljárás*nak is nevezett fotometriai módszer révén kapott adatok — a lemezek kiértékelése itt is mikrodenzitóméterekkel történik — talán a legpontosabbak. Ezeket — úgy tűnik — semmilyen szisztematikus hiba nem terheli. Sajnos a véletlen hibák számottevően ronthatják a kapott magnitúdóértékek pontosságát, hisz a galaxisok előtt vagy látszólagos környezetükben elhelyezkedő csillagok fénye — megnövelve a kialakuló foltok feketedését — látszólag megemeli a vizsgált rendszerek optikai sugárzásának intenzitását. Ezért elsősorban kis kiterjedésű, sötét mezőben fekvő extragalaxisok fényének tanulmányozására ajánlható.

6.9.2. Az extragalaxisok fényelektromos fotometriája

A mérési pontosság növelése iránti igény a ködfoltok fotometriai vizsgálatában is egyre szélesebb körben terjesztette el a fényelektromos módszereket. Ezen eljárások további előnye a fotografikusokkal szemben, hogy segítségükkel általában sokkal egyszerűbben származtathatók le a látszólagos fényességértékek, s a fényelektromos detektorok linearitása folytán még széles intenzitástartományban végzett mérések sem kívánnak a korábban említettekhez hasonló, részletes kalibrációt, hisz tulajdonképpen elég a skála végpontjait illeszteni.

Szélesebb körben eddig két változatát alkalmazták. Az egyikben a mérendő objektumról érkező fényt különböző átmérőjű diafragmák sorozatán át engedik rá a detektorra, s a kapott jelekből állapítják meg, hogy mekkora az égitest szögátmérője, s az ennek megfelelő területről bejövő fény intenzitása a vizsgált színek tartományokban. Nyilvánvaló, hogy amennyiben a legkisebb diafragma levágja a ködfolt külső régióit, úgy növelve a mért területet, eleinte az égitest és az égi háttér okozta megvilágítás is gyorsan nő. Amikor megközelítjük a galaxis halvány határvidékét, a növekedés túlnyomó részét már a háttérfény okozza, s tovább már értelmetlen lenne növelni a blendeátmérőt, hisz az csak a mérés jel—zaj arányának romlását eredményezné. E méréseknél elsősorban a nagy távcsőidő-igény, illetve az extragalaxisok rendkívül eltérő szögátmérőjéből adódó sokféle diafragma iránti igény jelent hátrányt. Egyszerűsítve a módszert, eljutottak a kutatók az állandó diafragmán át való mérésekhez. Ilyenkor az az alapelv, hogy a blende akkora legyen, amelyen át már biztosan a detektorra jut a programban szereplő galaxisok fénye. A háttérzaj csökkentésére a mérendő objektumokat szögátmérőjük szerint osztályokba sorolják, majd az egyes osztályok mérésére választanak optimális diafragmákat, amelyek átmérője leggyakrabban 1' és 10' közé esik. A látszólagos fényességadatok kiszámításakor természetesen figyelembe veszik a háttér okozta megvilágítást is, amely csak akkor eredményezhet számottevő hibákat, ha az éjszaka folyamán nem állandó, vagy pedig különböző irányokban más és más az égbolt felületi fényessége. A POSS lapjairól ugyanakkor leolvasható, ha az épp mért extragalaxis közvetlen közelében előtér csillag zavarja a méréseket. Ezekben az esetekben vagy ügyesen kell beállítani a galaxist a fényrekeszbe, vagy eltérő blendét kell alkalmazni, vagy esetleg el is kell tekinteni a mértéstől.

A legutóbbi években, a panoráma tulajdonságú CCD-detektoroknak a csillagászati obszervatóriumokba való betörését követően egyre több helyen próbálkoznak azzal, hogy „egyedi diafragmákat” alkalmazzanak méréseik során. Röviden összefoglaljuk a mérések lényegét. A mérendő objektum éles képét vetítik a parányi (általában néhány négyzetívmmásodperces égi területnek megfelelő kiterjedésű) képelemek tíz- vagy százazeireiből felépülő detektorra. Ebben az expozíció hatására töltések halmozódnak fel, amelyek a készülék vezérlőelektronikája segítségével — több-kevesebb hibával — leszámlálhatók. Az adatok átkerülnek egy számítógépbe, amely a képelemek helyzete és a bennük felgyülemlett töltések száma alapján kiválogatja azokat, amelyek a legnagyobb valószínűséggel a galaxis felől érkező fotonok hatására szereztek töltéseket. E képelemek elektromos töltését jellemző adatokat összegezve, az expozíciót is figyelembe véve megkapható a teljes csillagrendszerrel mérésből jutott fény intenzitása.

A két ismertetett eljárás keresztezésével egy harmadikhoz juthatunk, amelynek azonban ma már csupán történeti jelentősége van. Ennek során integráló jellegű fényelektromos detektorra (leggyakrabban elektronsokszorozó-csőre), keskeny résen keresztül engedik a galaxisok fényét. A rés szinte átszeli az adott csillagrendszert, s annak csupán néhány, egy sorba vagy oszlopba eső „képelemét” hagyja érvényesülni. A réssel lassan végigpásztázzák a mérendő objektumot, s a fotométer kimeneti jeleit kapott jeleket analizálva állapítják meg az égitest kiterjedését és teljes látszólagos fényességét.

Az itt vázolt módszerek segítségével a leggyakrabban a következő színek tartományokban határozzák meg az extragalaxisok látszólagos fényességét: fotografikus (pg = ibolyántúli és kék tartomány együtt), fotovizuális (pv = fotografikusan letektált vizuális, azaz zöld és sárga), *U* (ibolyántúli), *B* (kék) és *V* (vizuális). Az utóbbi három színben a mérések mind fotografikus, mind fényelektromos módszerrel elvégezhetők (lásd a 4.1.1. fejezetet). A kapott fényességértékeket a szokásos magnitúdóskálán fejezik ki, s ugyanúgy definiálják az extragalaxisok abszolút fényességét is, mint a csillagokét (jóllehet 10 pc „távolságból” keserves feladat volna bármely galaxis látszólagos fényességének mérése).

6.9.3. Az extragalaxisok fotometriája során alkalmazandó korrekciók

Magától értetődő, hogy éppúgy, mint a csillagok, a csillagrendszerek esetében sincs túl sok értelme az egyes objektumok *látszólagos fényessége* alapján végezni további kutatásokat. Ez az érték ugyanis nemcsak a forrás adott hullámhossztartományában jelentkező sugárzásától függ, hanem egy sereg további tényezőtől, amelyek legtöbbje teljesen független a vizsgált égitesttől. Nem részletezve most a csillagok fotometriája során alkalmazandó ún. redukciós eljárásokat, térjünk rá főként azokra a tényezőkre, amelyek hatását az extragalaxisok fotometriája során feltétlenül számításba kell venni.

Régóta ismert tény, hogy a Tejút sávjában nem találunk egyetlen extragalaktikus csillagrendszert sem. A XX. század első felében végzett szisztematikus vizsgálatok révén az is kimutatható volt, hogy a Galaxis pólusai irányába eső területeken figyelhetjük meg a leggyakrabban ezen objektumokat, majd a Tejút szimmetriásíkja felé haladva vizsgálva az eget, egyre csökken az extragalaxisok feltűnésének valószínűsége. Ennek oka nyilvánvalóan a csillagrendszerünk szimmetriásíkja közelében koncentrációzott óriási mennyiségű interstelláris anyag, amely nemcsak abban gátol

meg bennünket, hogy lefényképezzük a Tejútrendszer magját, de abban is, hogy kis galaktikai szélességek irányában extragalaktikus objektumokat tanulmányozzunk. Mivel a legkézenfekvőbb modell szerint a fénysugarak intenzitását leginkább csökkentő csillagközi felhők tulajdonképpen egy vékony, plánparallel rétegben található, a fénygyengítés mértéke a vizsgált irány galaktikus szélességének koszekánsával kell, hogy arányban álljék. A galaxisstatisztikai vizsgálatok alátámasztották ezt a hipotézist, és egyszersmind megadták a galaktikus abszorpció mértékét jellemző egyíthető pontos számértékét.

A fotografikus tartományban az abszorpció:

$$A_{pg} = 0^m,26 \operatorname{cosec} |b|. \quad (6.9.1)$$

A Johnson-féle kék (B) színtartományban, amely csak kisebb ibolyántúli járulékot tartalmaz:

$$A_B = 0^m,24 \operatorname{cosec} |b|. \quad (6.9.2)$$

Végül a vizuális színtartományban:

$$A_V = A_{pv} = 0^m,18 \operatorname{cosec} |b|. \quad (6.9.3)$$

A (6.9.2) és a (6.9.3) képletben szereplő egyíthetőket összevetve megállapítható, hogy az extragalaktikus források $B-V$ színindexe a galaktikus abszorpció következtében csak csekélyebb mértékben változik meg. E változásnak a vizsgált objektumok galaktikai szélességével való kapcsolatát adja meg a következő formula:

$$E_{B-V} = 0^m,06 \operatorname{cosec} |b|. \quad (6.9.4)$$

Végül e jelenség tárgyalásának befejezéseként érdemes még utalni arra, hogy csekély különbség van a déli, illetve az északi galaktikus félgömbben tapasztalt abszorpció között. Ennek az a jól ismert tény az oka, hogy a Naprendszer nem pontosan a Galaxis fősíkjában helyezkedik el, hanem attól északra. Így az egyik féltekén (északi galaktikai szélességek régiója) valamivel gyöngébb, míg a másikban valamivel erősebb az elnyelés. Az egyíthető értéke a fotografikus tartományban ennek megfelelően $0^m,22$, illetve $0^m,28$.

Természetesen felvethető a kérdés, hogy ha a Tejút ilyen számottevő befolyással van a távoli források fényére, vajon mi a helyzet az extragalaxisokban levő csillagközi anyaggal, amely méréseink szerint a spirál és szabálytalan rendszerek esetében kb. ugyanakkora, vagy esetleg nagyobb hányadát teszi ki ezen égitestek összto megének, mint a Galaxis esetében. Nyilvánvaló, hogy a fentebb tárgyalthoz hasonló hatás érvényesülni fog, azaz a csillagközi anyagot is tartalmazó galaxisok látszólagos fényesége erősen függ attól is, hogy mekkora a belső fényelnyelés, a rossz magyarsággal „önabszorpciónak” is nevezett jelenség hatása. Tekintettel arra, hogy az irreguláris rendszerekre semmiféle szabályosságot sem sikerült kimutatni, továbbá arra, hogy az elliptikus és a lentikuláris rendszerekben mindeddig nem találtak zavaró mennyiségű csillagközi anyagot, e jelenséget gyakorlatilag csak a spirálgalaxisok körében szokás megemlíteni. Ez utóbbiakban általában — éppúgy, mint a Tejútrendszerben — a galaktikus korongban sűrűsödik intersztelláris anyaguk túlnyomó része, tehát várható, hogy e közelítőleg forgásszimmetrikusnak tekintett csillagrendszerek belső abszorpciója jórészt attól függ majd, hogy milyen irányból tekinthetünk rájuk. Mindezt már néhány olyan spirálrendszer fotója is meggyőzően bizonyítja, amelyeket „élükről” van módunkban megfigyelni, amelyek forgástengelye tehát közel merőleges arra az irányra, amelyben észlelhetők. E képeken a hosszúkásnak, erősen lapultnak látszó csillagfelhő fénylő foltján át szinte repedésnek vagy hasadéknak tűnő sötét sáv húzó-

k. Ha olyan spirálgalaxis-fotót szemlélünk, amelynek korongjára „rálátunk”, amelynek már a karjait is felismerjük, a karok közötti régiókban véljük felfedezni az interstelláris por okozta zezgugos sötét zónákat. Bár a csillagrendszerek igen változatos alakúak lehetnek, úgy tűnik, hogy mégis van értelme a belső elnyelést mérő törvényszerűséget keresni. Ez a törvényszerűség, ha egyedi objektumok esetében nem is alkalmazható abban a hitben, hogy képes volna jelentősen megnövelni fotometriájuk pontosságát, nagyobb létszámú csoportokra, halmazok tagjaira alkalmazva mindenképp javítani fogja eredményeinket, hisz nyilvánvalóan csak statisztikai törvényű lehet.

Tájékoztatásul közöljük a spirálrendszerek három altípusa esetében tapasztalt fotografikus színképtartománybeli belső abszorpció értékét 9 különböző inklinációs szög esetére:

i (fok)	Sa—Sb (magnitúdó, m)	Sc (magnitúdó, m)
90	0,43	0,28
64	0,48	0,31
52	0,54	0,35
43	0,63	0,41
35	0,74	0,48
28	0,92	0,60
21	1,22	0,79
13	1,65	1,16
0	1,76	1,31

Ami a belső abszorpció okozta vörösödést illeti, az a fotografikus és a fotovizuális fényesség különbségeket definiált színindex megváltozását, ún. *színfelesleget* ($E = \text{Color Excess}$) eredményez. Ennek értéke 35° -nál nagyobb hajlásszögek esetén ajándnem pontosan a magnitúdóban kifejezett, fentebb megadott abszorpcióértékek gyedével egyenlő, míg kis szögek esetén ennél lényegesen kisebb.

6.9.4. Az extragalaxisok luminozitási osztályai

Ismert távolságú csillagrendszerek — a tárgyalt korrekciók figyelembevételével történő — fotometriai vizsgálata révén leszámaztathatjuk az egyes objektumok legbiztosabb abszolút fényességét. Ezt követően megpróbálkozhatunk azzal, hogy a Tejútrendszer csillagai körében bevezetett luminozitási osztályozáshoz valamelyest hasonlóan dolgozzunk ki az extragalaxisokra is. A hasonlóság abban állna, hogy a leggyesőbb csillagrendszereket sorolnánk az I. osztályba, s egyre kisebb luminozitású példányok kerülnének a II.-ba, III.-ba stb. A galaxisok luminozitási osztályozása viszont mindenképp különbözne a csillagokétól abban, hogy esetükben egy-egy osztályba lényegében csak azonos abszolút fényességű objektumokat kívánunk sorolni, hisz épp ezáltal válik majd használhatóvá a rendszer. (Mint köztudott, a csillagok esetében a III., IV., V., VI. és VII. luminozitási osztályba — a normális csillagoktól a fehér törpékig — rendkívül eltérő optikai teljesítményt nyújtó csillagok is kerülhetnek. Legkézenfekvőbb talán a fősorozatra, az V. osztályra hivatkozni, melybe $+18^M$ és -8^M abszolút fényességű objektumok egyaránt besorolhatók.)

E klasszifikációs szisztéma használata különösen olyankor előnyös, amikor galaxis-halmazok tagjaival, tőlünk lényegében azonos távolságban levő extragalaxisokkal foglalkozunk. Ilyenkor, éppúgy, mint a csillaghalmazok fotometriája esetén, eltekinthetünk attól, hogy az egyes égitestek nem pontosan egyforma messze vannak tőlünk, hisz a távolságok különbségei elhanyagolhatóak az egész halmazt a megfigyelőtől elválasztó távolsághoz képest.

Tény, hogy S. VAN DEN BERGH éppen így sejtette meg a később oly fontosnak bizonyult összefüggést. Az NGS—POSS lapjainak negatívjait tanulmányozva felfigyelt rá, hogy jól felismerhető kapcsolat van az egyes halmazokhoz tartozó spirálgalaxisok alakja és látszólagos fényessége között. Spirálokban gazdag halmazokból kiválogatva pl. az Sb alosztályba tartozókat, azt találta, hogy közülük azok, amelyeknek karjai hosszabbnak, jobban fejlettnak látszanak, szisztematikusan fényesebbek azoknál, amelyekéi rövidebbek, gyengén fejlettek, vagy szinte alig kivehető szerkezetűek. A több galaxiscsoportra és halmazra kiterjesztett vizsgálatok eredményeként azután kidolgozott egy olyan klasszifikációs sémát, amelyben az Sb típusú spirálokat öt (Sb I, Sb I—II, Sb II, Sb II—III és Sb III jelű), az Sc típusúakat nyolc (Sc I, Sc I—II, Sc II, Sc II—III, Sc III, Sc III—IV, Sc IV és Sc IV—V jelű), a szabálytalan rendszereket pedig hat (Irr II, Irr II—III, Irr III, Irr III—IV, Irr IV és Irr IV—V jelű), egymástól jól elhatárolható fényességosztályba tudta sorolni. A szomszédos luminozitási osztályok tagjainak abszolút fényessége között átlagosan $0,5^M$ a különbség, míg a különböző osztályokra jellemző közepes integrált abszolút fotografikus fényességértékeket a 6.8. táblázat tartalmazza. [Megjegyzendő, hogy a közölt adatok akkor

6.8. táblázat. A van den Bergh-féle galaxisosztályok fotografikus abszolút fényessége

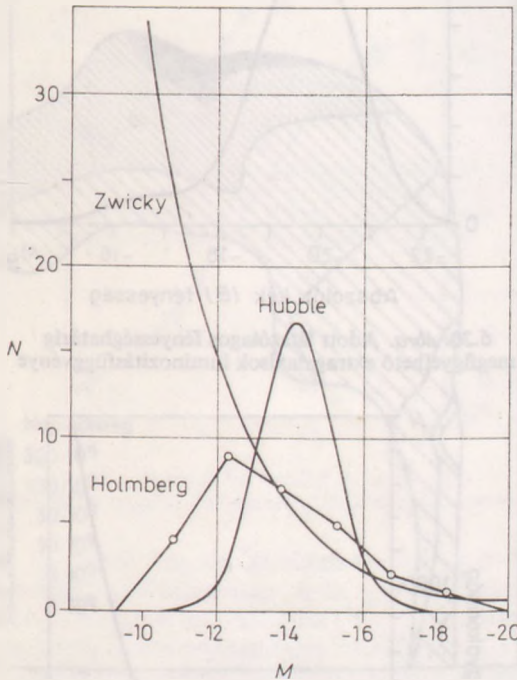
Sb típus		Sc és szabálytalan típus		
Jelölés	M_{pg}	Jelölés	M_{pg}	
Sb I	-20,4	Sc I	-20,0	
Sb I—II	-19,9	Sc I—II	-19,7	
Sb II	-19,4	Sc II	Irr II	-19,4
Sb II—III	-18,6	Sc II—III	Irr II—III	-18,9
Sb III	-18,0	Sc III	Irr III	-18,3
		Sc III—IV	Irr III—IV	-18,0 (?)
		Sc IV	Irr IV	-17,3 (?)
		Sc IV—V	Irr IV—V	-16,1 (?)

tükrözik a valóságot, ha a Hubble-állandó értéke tényleg $100 \text{ km s}^{-1} (10^6 \text{ pc})^{-1}$. ahogyan ezt VAN DEN BERGH feltételezte. Ha ettől eltérő értékben sikerül megállapodniuk a csillagászat ezen ágát művelőknek, a táblázatban szereplő adatokat is korrigálni kell majd.]

Az mindenesetre tény, hogy a galaxis-halmazok statisztikai vizsgálata során, illetve ha a halmazok távolságát tag-galaxisaik látszólagos fényessége alapján kívánjuk meghatározni, a luminozitási klasszifikáció igen eredményesen használható. Utóbbi esetben célszerű az Sb, Sc galaxisok adataira támaszkodni, hisz ezek sokkal messzebből felismerhetők, s távolabbra is világítanak, mint a szabálytalan csillagrendszerek.

6.9.5. Az extragalaxisok luminozitásfüggvénye

Megfelelő fotometriai és távolságmérő módszerek birtokában elvileg megpróbálkozhatunk azzal, hogy megállapítsuk, mennyire gyakoriak egymáshoz képest a különböző abszolút fényességű extragalaxisok. A probléma azonban — elsősorban a hatalmas távolságok miatt rohamosan növvő bizonytalanság miatt (hisz természetesen a legfényesebb galaxisok éppúgy ritkák, mint a csillagok között a fényes szuperóriások, s így messzebből is kénytelenek vagyunk megvizsgálni egyet-kettőt), másrészt, mert egyelőre képtelenek vagyunk reális becslést adni a leghalványabb csillagrendszerek abszolút fényességére és relatív gyakoriságára — mindmáig megoldatlan. Hozzávetőleges képet kaphatunk az egymásnak ellentmondó eredményekről, ha összehasonlítjuk a 6.19. ábrán bemutatott három (különböző szerzőtől származó)

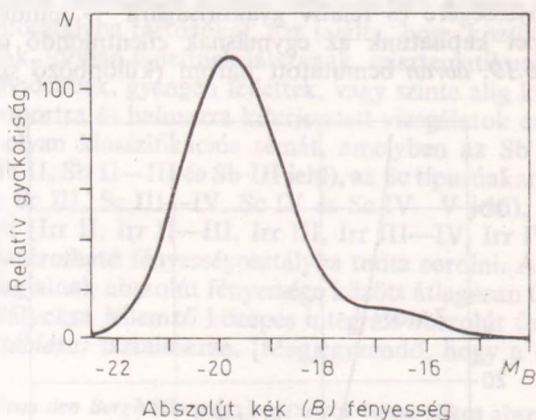


6.19. ábra. Az extragalaxisok legvalószínűbbekélt luminozitásfüggvénye E. HOLMBERG, E. P. HUBBLE, illetve F. ZWICKY szerint

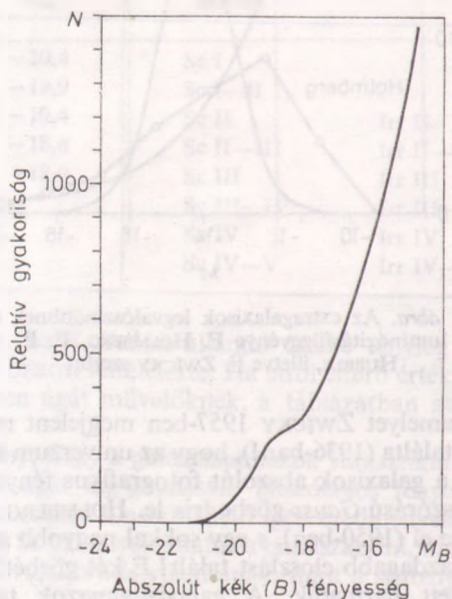
luminozitásfüggvényét, amelyet ZWICKY 1957-ben megjelent munkája nyomán közzétettünk. HUBBLE még úgy találta (1936-ban!), hogy az univerzum egy tetszőleges, de elég nagy térfogatelemében a galaxisok abszolút fotografikus fényesség szerinti gyakoriságeloszlását egy $0^m,85$ szórású Gauss-görbe írja le. HOLMBERG számításait a Lokális csoport tagjaira végezte el (1950-ben), s egy sokkal nagyobb szórást mutató, halványabb rendszerekben gazdagabb eloszlást talált! E két görbétől teljesen különbözik a 1957-ben szerkesztett harmadik. A galaxishalmazok tanulmányozása során ZWICKY arra a következtetésre jutott, hogy azok között a rendszerek között, amelyek fényességét mai eszközeinkkel meg tudjuk határozni, nincsenek leggyakoribbak.

A luminozításfüggvénynek tehát nem találjuk maximumát, a halvány rendszerek gyakorisága a mérések pontosításával és kiterjesztésével folyamatosan növekedni látszik.

A frissebb eredményeket szemléltetendő, bemutatunk még két, a hatvanas-hetvenes évek fordulójáról származó diagramot. A 6.20. ábra görbéje adott látszólagos fényességhatárig talált galaxisok luminozításfüggvényét, míg a 6.21. ábráé az univerzum egy igen nagy (több ezer galaxist tartalmazó) térfogatelemében érvényesülő eloszlást mutatja. Mindkettő a rendszerek integrált abszolút kék fényességének (M_B) függvényében adja meg a gyakoriságeloszlást.

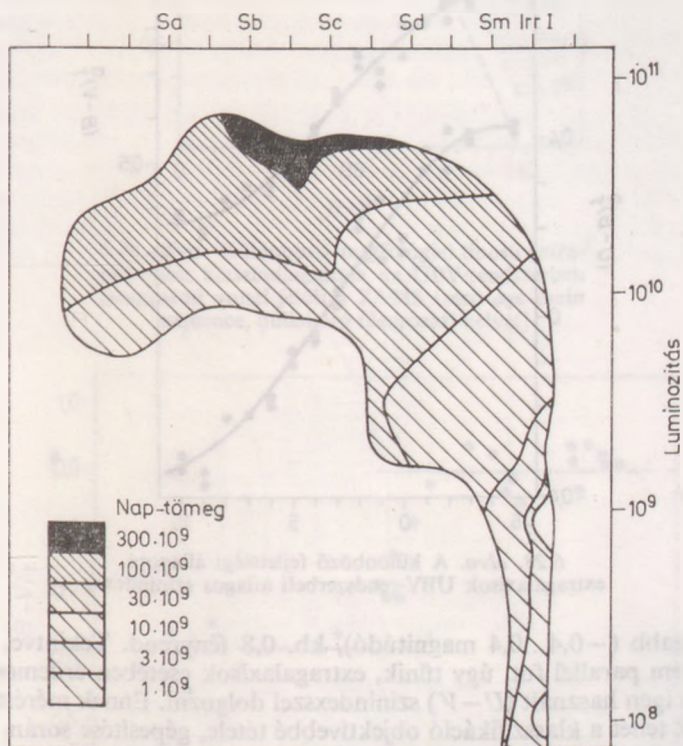


6.20. ábra. Adott látszólagos fényességhatárig megfigyelhető extragalaxisok luminozításfüggvénye



6.21. ábra. Az univerzum egy óriási térfogatelemében található extragalaxisok luminozításfüggvénye

További vizsgálatok célul tűzhetik ki a különböző morfológiai típusú rendszerek raját luminozításfüggvényének meghatározását, de akár azt is, hogy a csillagok esetében is meglelt összefüggést keressenek a csillagrendszerek tömege és luminozitása között. Hogy ilyen kapcsolatnak léteznie kell, azt nagyon valószínűvé teszi J. HEIDMANN egyik részeredménye, amelyet a 6.22. ábra „szintvonalas térképével” szemléltetünk. Ez egyrészt alátámasztja VAN DEN BERGH választását a luminozitási osztályozás alapelvét tekintve, másrészt jól mutatja, hogy a szabálytalan rendszerektől eltekintve lényegében minden altípus esetén pozitív korreláció áll fenn a galaxisok tömege és luminozitása között.

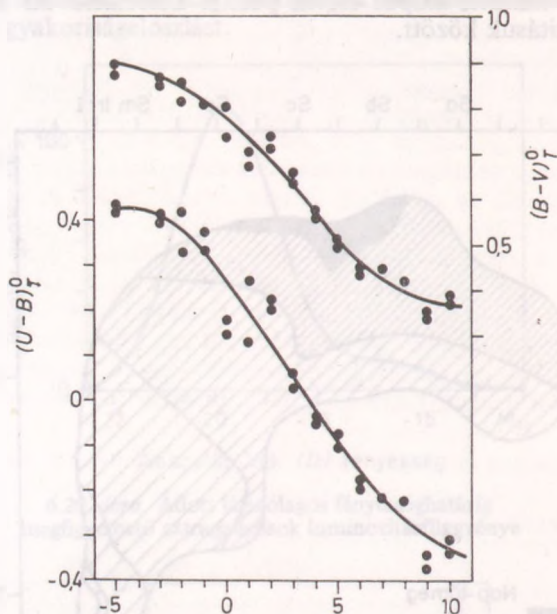


6.22. ábra. Összefüggés az extragalaxisok morfológiai típusa, tömege és luminozitása között

6.9.6. A galaxisok színe

A gyakorlatban két vagy három (széles) színképtartományban (p_g és p_v vagy U , és V) szokták mérni a csillagrendszerek látszólagos fényességét. A kapott értékek megfelelő korrekciója után ezekből egy vagy két színindex képezhető. A viszonylag pontosabban mérhető $B-V$ színindex így ma már igen sok extragalaxis esetében ismert. Ennek az integrált (vagy más szóval totális) indexnek a rendszer inklinációjára korrigált értékét sokszor $(B-V)_i$ jelöli, bár az egyszerűbb, indexeket nélkülöző mód is elég gyakori.

A morfológiai típusok, illetve az ún. állapot (t) függvényében monoton csökkenni látszik a rendszerek átlagos integrált $B-V$ színindexe, mégpedig 0,8...0,9 magnitúdótól 0,3...0,4 magnitúdóig. A tizenöt osztály tehát mindössze fél magnitúdós színindex-tartományon kénytelen osztozni. Ez a mai mérési pontosság mellett még nem ad lehetőséget arra, hogy a $B-V$ színindex ismeretében osztályozzuk az extragalaxisokat az egyes morfológiai típusokba. Menetében nem sokkal különbözik ettől a rövidhullámú színindex $(U-B)_T^0$ sem (6.23. ábra), de ennek értékkészlete legalább

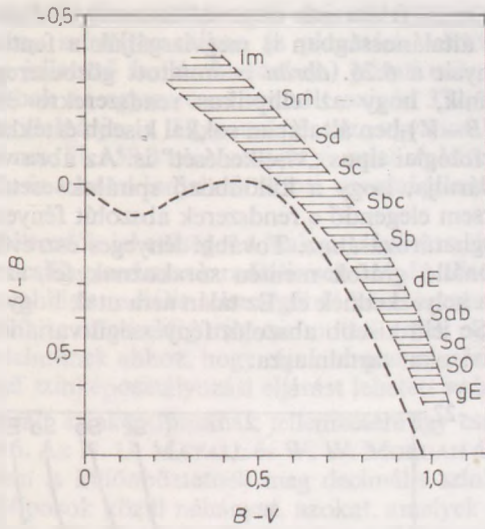


6.23. ábra. A különböző fejlettségi állapotú extragalaxisok UBV-rendszerbeli átlagos színindexei

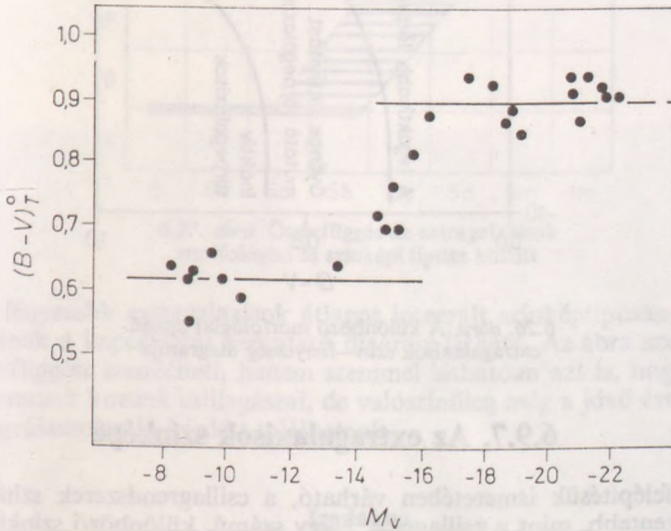
valamivel tágabb ($-0,4...0,4$ magnitúdó), kb. 0,8 fényrend. Tekintve, hogy a két görbe majdnem parallel fut, úgy tűnik, extragalaxisok esetében érdemes a csillagok körében nem igen használt $(U-V)$ színindexszel dolgozni. Ennek mérése talán majd jó szolgálatot tehet a klasszifikáció objektívebbé tétele, gépesítése során.

A csillagrendszerek az UBV-rendszerbeli kétszín-diagramon elég pontosan körülhatárolható, de meglehetősen nagy kiterjedésű sávot töltenek meg (6.24. ábra, rajta tájékoztatásul szaggatott vonallal bejelöltük a fősorozati csillagok helyét is). Feltűnő azonban, hogy e sáv az irreguláris galaxisoknál a legszélesebb, s az óriás elliptikusaknál a legkeskenyebb. A különböző, az extragalaxisok felépítésében szerepet játszó csillagpopulációk mellett ez nyilvánvalóan azzal is összefügg, hogy az előbbiek igen gazdagok csillagközi anyagban, míg az elliptikusokban ez mai módszereinkkel még kimutathatatlanak tűnik.

Befejezésül vizsgáljuk meg még a következő problémát. Vajon fennáll-e valamilyen nyilvánvaló kapcsolat az extragalaktikus objektumok valamelyik színindexe és mondjuk abszolút vizuális fényességük között? A kérdést már az ötvenes években megpróbálták megválaszolni, s akkoriban sikerült is kimutatni, hogy az elliptikus és a lentikuláris rendszerekre korlátozva a vizsgálatokat, azok eredményei igen határozottan utalnak egy ilyen összefüggés létezésére (25. ábra).



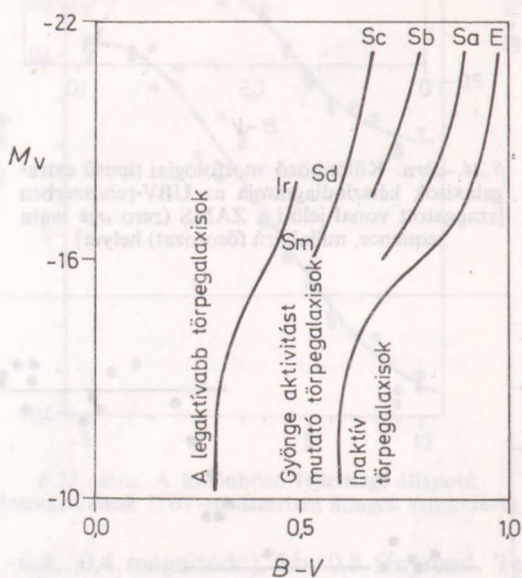
6.24. ábra. Különböző morfológiai típusú extragalaxisok kétszíndiagramja az UBV-rendszerben [szaggatott vonal jelöli a ZAMS (zero age main sequence, nullakorú fősorozat) helyét]



6.25. ábra. A „korai” galaxistípusok szín—fényesség diagramja

Míg a kis abszolút fényességű rendszerek korrigált $(B-V)_T$ színindexe 0^m6 , a legyesebbeké pedig 0^m9 körül szóródik, a $-12^M \dots -16^M$ intervallumban a színindex értéke meglehetősen hirtelen változást mutat M_V függvényében. A jelenség nyíra egyértelmű, hogy még extragalaktikus távolságmérő módszer is alapozható rá.

A hetvenes évek második felére már elegendő fotometriai észlelési anyagot sikerült gyűjteni ahhoz, hogy általánosságban is megvizsgálják a fentebb fölvetett kérdést. A kutatások eredményeit a 6.26. ábrán bemutatott görbesereg szemlélteti. Ezekre tekintve rögtön feltűnik, hogy az elliptikus rendszerekre érvényesnek található hasonló menetű, bár ($B-V$)-ben általában sokkal kisebb értékészletű összefüggések jellemzik a többi morfológiai típus „viselkedését” is. Az ábra vízszintes tengelyének beosztása azonban elárulja, hogy a különböző spirálok esetében talált legfeljebb $0^m 1$ -s változás korántsem elegendő a rendszerek abszolút fényességének színindexük mérése útján való meghatározásához. További lényeges észrevétel, hogy míg az Sa, Sb, Sc altípusok különálló gráfok mentén sorakoznak fel, az Sd és Sm altípusok az Sc-hez kapcsolódva helyezkednek el. Ez talán arra utal, hogy az utóbbi két osztály valójában csupán az Sc jelű kisebb abszolút fényességű variánsait, a ma ismert leg-halványabb spirálgalaxisokat tartalmazza.



6.26. ábra. A különböző morfológiai típusú extragalaxisok szín—fényesség diagramja

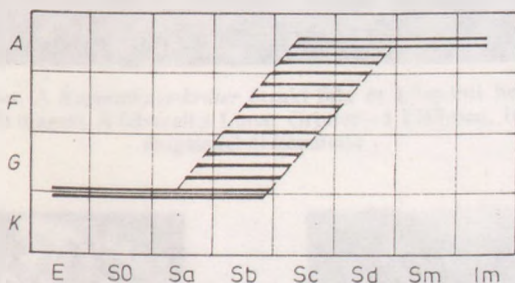
6.9.7. Az extragalaxisok színe

Amint az felépítésük ismeretében várható, a csillagrendszerek színe sokkal ködösebb, elkenetebb, mint a csillagoké. Nagy számú, különböző színtípusú, s a megfigyelőhöz képest más-más radiális sebességgel mozgó csillag fényét összekeverve a gyengébb, vagy csak kis gyakorisággal fellépő spektrális jellemzők elmosódnak, szinte megfigyelhetlenné válnak. A *Fraunhofer*-vonalak közül a keskenyek kitöltődnek, s általában csak a legintenzívebbek észlelhetők. Ez azt eredményezi, hogy a csillagrendszerek színe általában csak kevésbé különbözik egymástól, ha a globális spektrumokat vetjük össze. Ezeket leggyakrabban a kontinuum uralja, amelyet a *Balmer*-sorozat vonalain, az ionizált kalcium *H*- és *K*-vonalán kívül csupán néhány molekuláris sáv gyengít. Ugyanakkor elég gyakori, hogy a galaxisban

levő csillagközi gázfelhők fénye számottevő emissziós járulékot ad a kontinuumhoz, ami általában néhány színekvonalban (a planetáris ködökre és a fényes diffúz galaktikus ködökre jellemző hullámhosszakon) jelentkezik. Az emissziós vonalak közül a leggyakoribbak az egyszeresen ionizált oxigén 372,6 nm, ill. 372,9 nm hullámhosszú tiltott vonalpárja, a H_{α} -vonal és az ugyancsak egyszeresen ionizált nitrogénatom 654,8 nm, ill. 658,3 nm-es tiltott vonalai. A kétszeresen ionizált részecskék közül az oxigén és a neon ionjainak tiltott vonalai jelentkeznek még viszonylag gyakrabban.

Bár e spektrális jellemzők lehetőséget adnak például arra, hogy segítségükkel meghatározzuk az egyes csillagrendszerek radiális sebességét, sőt a *Hubble*-törvény révén arra is, hogy a távolabbiak radiális sebességéből következtessünk arra, hogy milyen messze is vannak tőlünk, mindeddig mégsem mutatkoztak elegendően változatosnak és ugyanakkor egyértelműnek ahhoz, hogy rájuk alapozva a csillagokra kialakítottéhoz hasonló részletességű színeképosztályozási eljárást lehetett volna kidolgozni.

A galaxisok integrált színeképtípusának jellemzésére így csak egy viszonylag szűk skála volt megadható. Az N. U. MAYALL és W. W. MORGAN által javasolt klasszifikációs rendszerben nem is különböztetnek meg decimális színeképosztályokat, hanem csak a főbb színeképtípusok közül néhányat, azokat, amelyek a sorozat közepe tájára esnek (általában csak a következő osztályok valamelyikébe sorolják be a galaxisokat: A, AF, F, FG, G, GK és K). Befejezésül vessünk még egy pillantást a 6.27. ábrára,



6.27. ábra. Összefüggés az extragalaxisok morfológiai és színeképi típusa között

amelyen a fényesebb extragalaxisok átlagos integrált színeképtípusának és morfológiai típusuknak a kapcsolatát bemutató diagram látható. Az ábra azonban nemcsak azt az összefüggést szemlélteti, hanem szemmel láthatóan azt is, hogy e tudományterületen nemcsak korunk csillagászai, de valószínűleg még a jövő évezred kutatói is számos megválaszolandó kérdést találhatnak.

Irodalom

- External Galaxies and Quasi-Stellar Objects. Ed.: EVANS, D. E.. IAU — D. Reidel, Dordrecht 1972.
- Highlights of Astronomy. Volume 6. Ed.: WEST, R. M.. IAU — D., Reidel, Dordrecht 1983.
- The Evolution of Galaxies and Stellar Populations. Ed.: TINSLEY, B. M., LARSON, R. B. Yale University Observatory, New Haven 1977.
- Clusters and Groups of Galaxies. Ed.: MARDROSSIAN, F., GIURICIN, G., MEZZETTI, M. D. Reidel, Dordrecht 1984.
- Galaxies and the Universe. (Vol. IX of Stars and Stellar Systems.) Ed.: SANDAGE, A., SANDAGE, M., KRISTIAN, J. The University of Chicago Press, Chicago 1975.

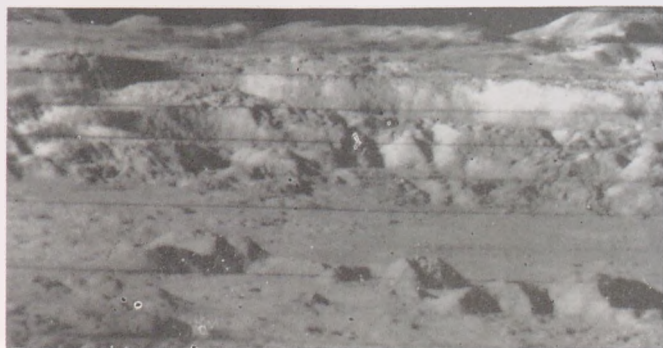
A 6. fejezetben előforduló katalógusok rövidítéseinek magyarázata

M:	MESSIER, CHARLES
H:	HERSCHEL, WILLIAM
h:	HERSCHEL, JOHN
GC:	General Catalogue of Nebulae and Clusters of Stars (J. HERSCHEL)
NGC:	New General Catalogue of ... (J. L. E. DREYER)
IC:	Index Catalogue (DREYER)
IC II:	Second Index Catalogue of Nebulae and Clusters of Stars (DREYER)
SA:	A Survey of the External Galaxies brighter than the thirteenth Magnitude (H. SHAPLEY, A. AMES)
LGC:	Lund General Catalogue of Nebulae and Clusters of Stars (K. LUNDMARK)
NGS—POSS:	National Geographic Society — Palomar Observatory Sky Survey
CGCG:	Catalogue of Galaxies and Clusters of Galaxies (F. ZWICKY)
MCG:	Morfologiceszkij Katalog Galaktik (B. A. VORONCOV-VELJAMINOV)
RCBG:	Reference Catalogue of Bright Galaxies (G. DE VAUCOULEURS, A. DE VAUCOULEURS)
RNGC:	The Revised New General Catalogue of Non Stellar Astronomical Objects (J. SULENTIC, W. G. TIFFT)
UGCG:	Uppsala General Catalogue of Galaxies (P. NILSON)

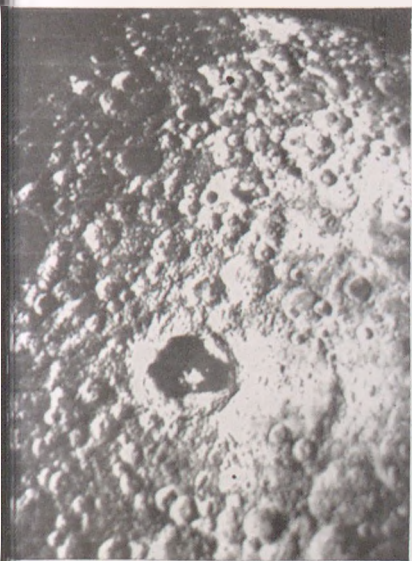


Ábr. 1. A katalógusok közötti kapcsolatok ábrája.

MELLÉKLET



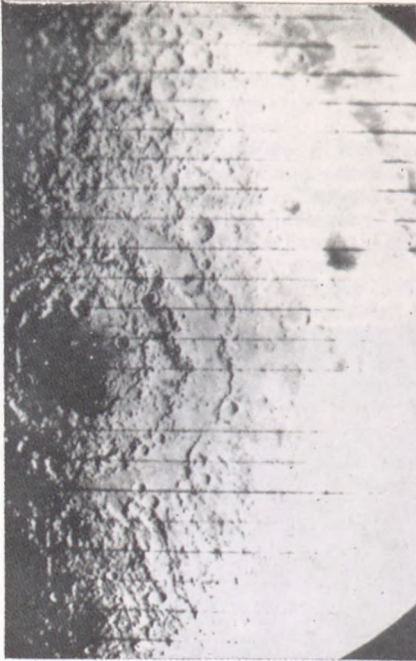
3.1.1. ábra. A Kopernikusz-kráter északi fala és központi hegysége (370 m magas). A felvételt a Lunar Orbiter—5 1967-ben, 16 km magasságból készítette



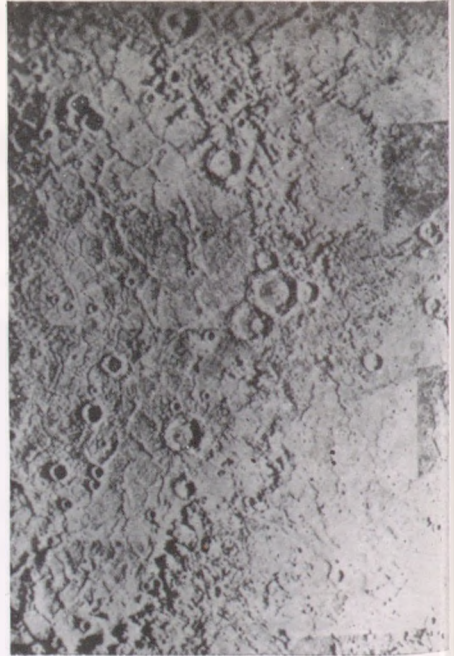
3.1.2. ábra. A 230 km átmérőjű Tolkovszkij-kráter a Hold túlsó oldalán (Lunar Orbiter—3)



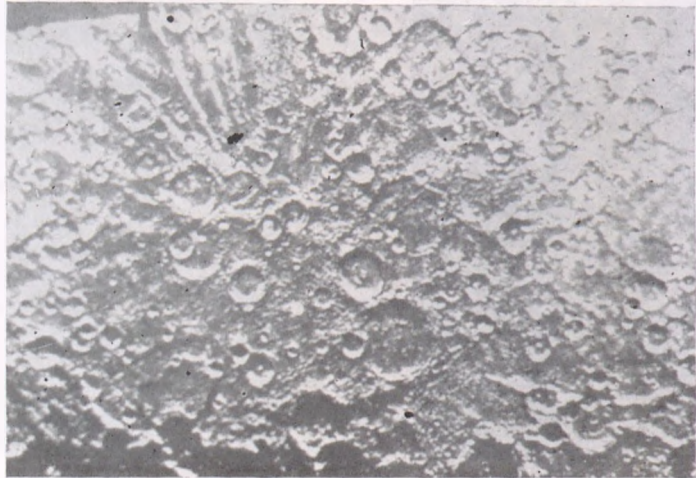
3.1.3. ábra. Az Apollo—15 holdautója a Hadley-szakadéknál (1971. augusztus)



3.1.4. ábra. A Hold *Mare Orientale* nevű, gyűrű alakú kráterrendszere, amely 3 kör alakú hegyláncból áll. A legkülsőnek, a *Cordillerák*nak az átmérője kb. 860 km



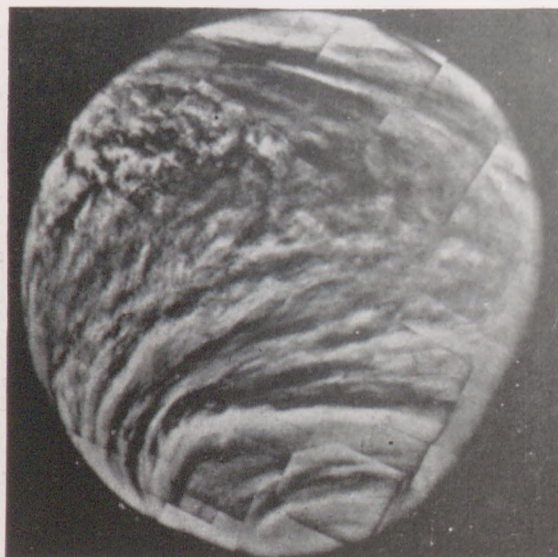
3.1.5. ábra. A Merkúr *Caloris-medencéje*, a Mariner—10 mozaikképei alapján



3.1.6. ábra. A Merkúr felszíne a déli pólus környékén. A kép jobb felső részén látható a *Bach* kettőskráter, amelynek átmérője kb. 200 km



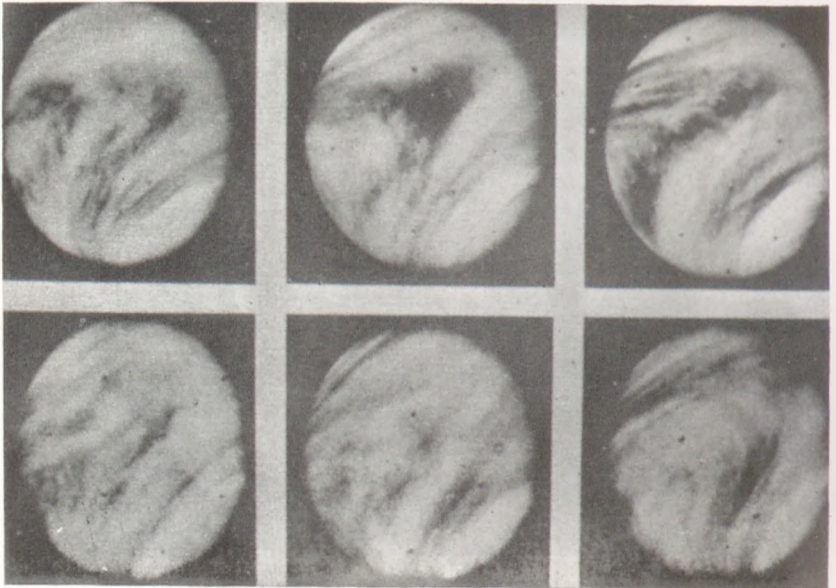
3.1.7. ábra. A Mariner—10 felvétele a Mər-
kúrról (1974). A kép közepe táján húzódo
Arecibo völgy hossza 100 km, szélessége
57 km



3.1.8. ábra. A Vénusz felhőzete ultrajbolya fényben,
5800 km távolságból. A déli pólus a kép alsó felén van
(Mariner—10 mozaikképe, 1974)



3.1.9. ábra. Hétórás időközönként készült képek a Vénusz felhőzetéről, 720 000 km távolságból. Jól látható az alakzatok fokozatos balrafordulása (Mariner—10)



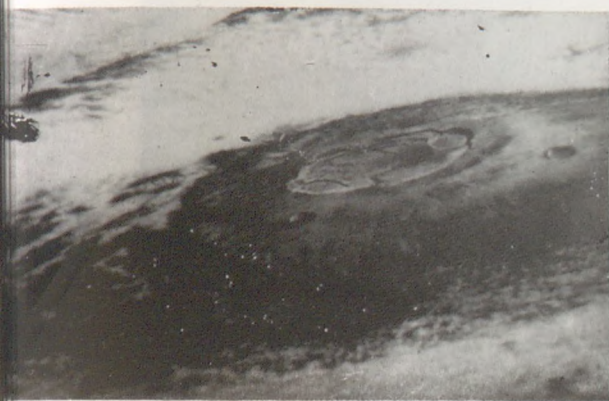
3.1.10. ábra. A Mariner—10 felvételei a Vénusz felhőzetéről, hat egymást követő napon



3.1.11. ábra. Hatalmas méretű kéregbeszakadás a Marson, szélessége kb. 20 km (Viking Orbiter—2)



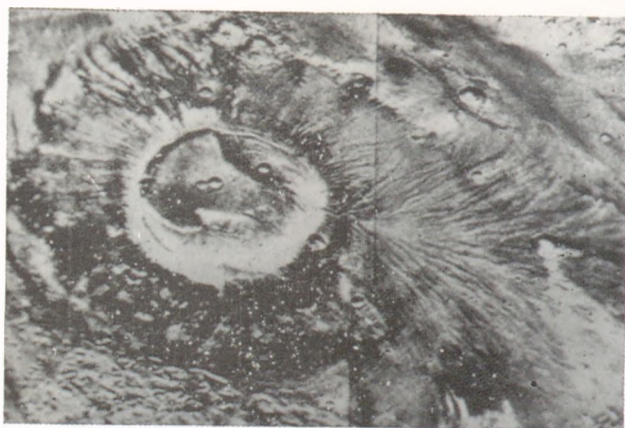
3.1.12. ábra. Az *Olympus Mons*, a legnagyobb marsbeli vulkán. Magassága kb. 26 km, átmérője a talapzatnál kb. 600 km



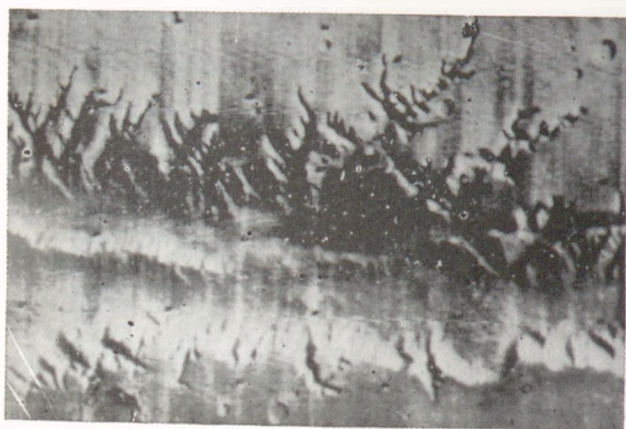
3.1.13. ábra. Az *Olympus Mons* vulkán kráterének belső fala (Mariner—9)



3.1.14. ábra. Az Olympus Mons teraszos kalderájának átmérője 90 km



3.1.15. ábra. Egy kb. 100 km átmérőjű kaldera a Mars Apollinaris térségében (Viking Orbiter—1)



3.1.16. ábra. A Mars felszínének egy érdekes részlete: kanyargó szurdokvölgyektől övezett hatalmas szakadék (Mariner—9)



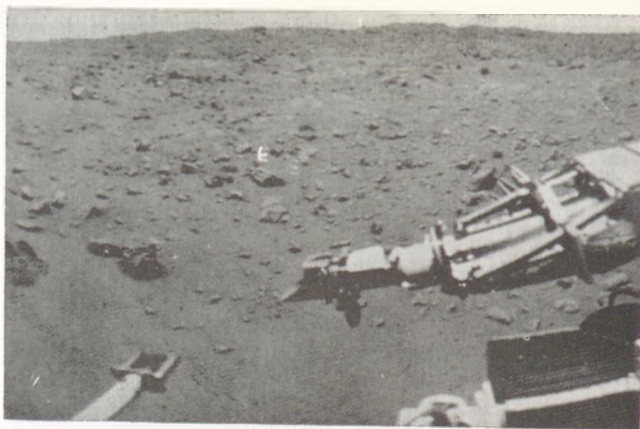
3.1.17. ábra. A Mars egyik, 800 km hosszú urdokvölgyének 16 km hosszú, 2 km széles részlete. Feltételezik, hogy valamikor áramló víz hozta létre



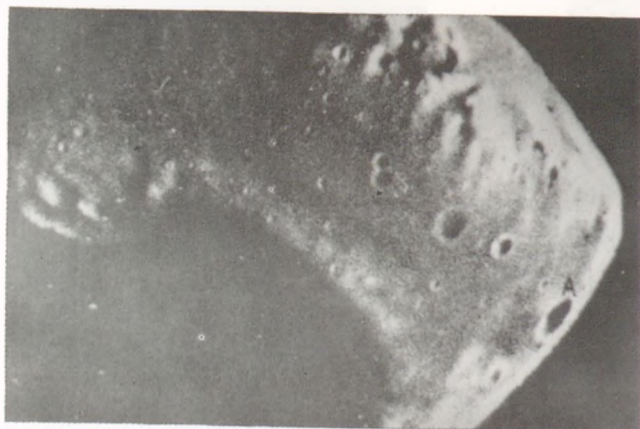
3.1.18. ábra. Kiszáradt folyómeder a Marson. Mélysége kb. 2,5 km



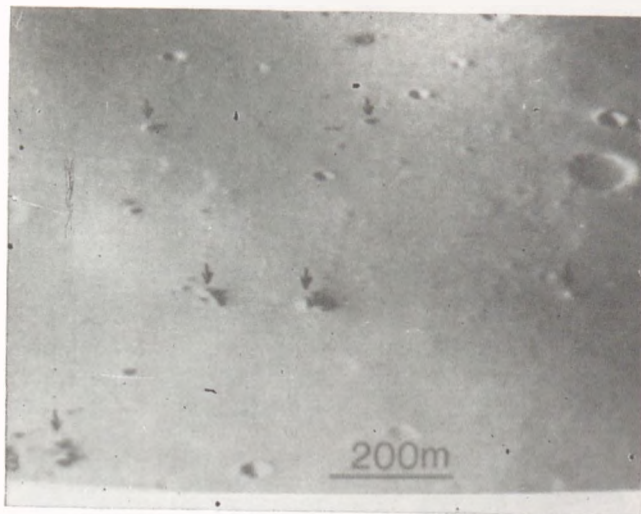
3.1.19. ábra. A Viking-1 leszállási helyének környéke (Chryse Planitia) a „Big Joe” sziklatömbbel, amelynek átmérője kb. 2 m



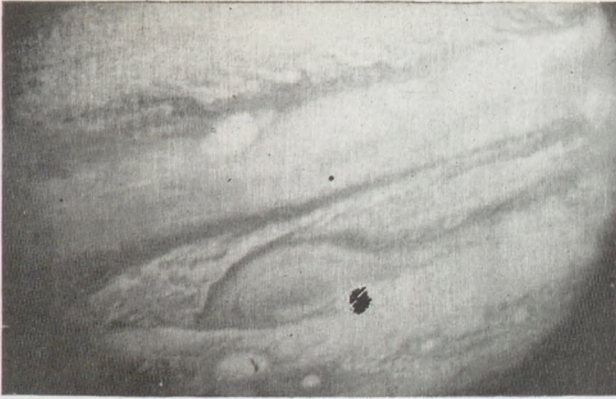
3.1.20. ábra. A Viking—1 le-
szálló egységének mintavevő-
karja. A kép bal szélén talaj-
mintavétel nyomai látszanak



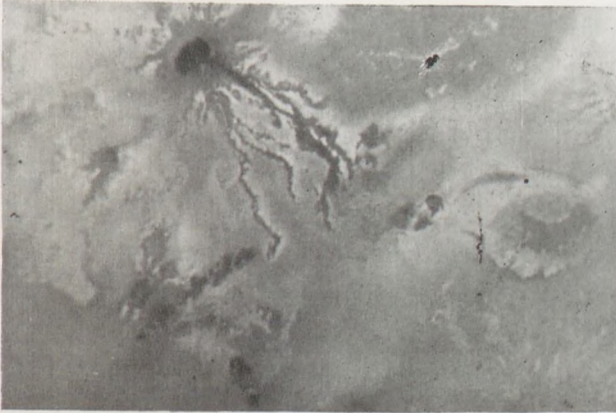
3.1.21. ábra. A Deimos déli fél-
tekéje, 1400 km távolságból
(Viking Orbiter—2)



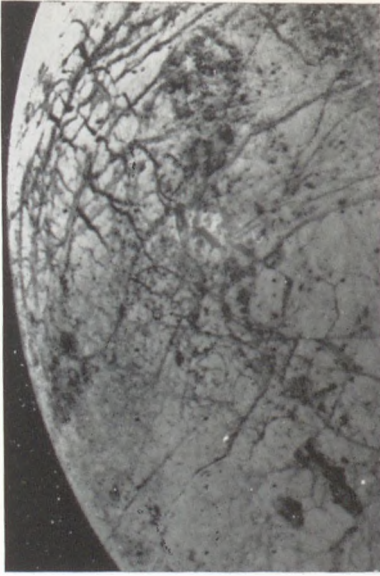
3.1.22. ábra: A Deimos északi
pólusának környéke. Jól látha-
tó a vastag regolithréteg, amely-
ből számos sziklatömb áll ki



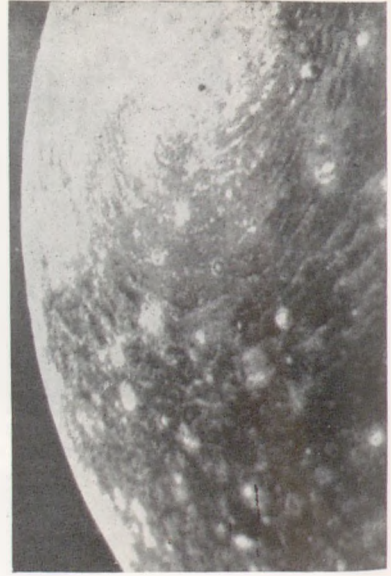
3.1.23. ábra. A Jupiter felhőzete a *Nagy Vörös Folt*tal, 32,7 millió km távolságból (Voyager—2)



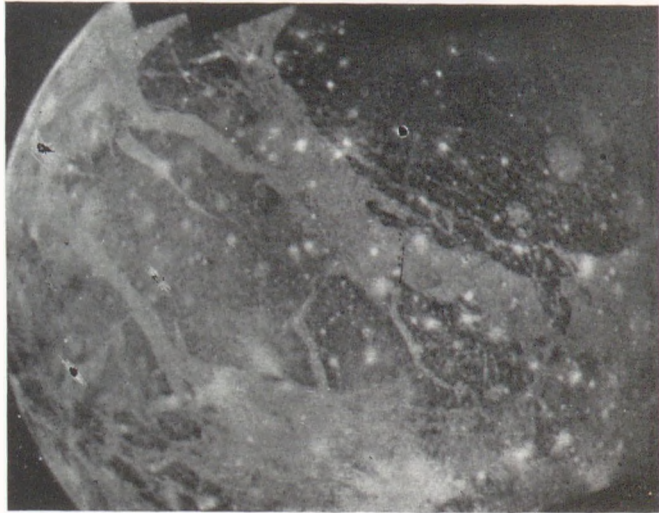
3.1.24. ábra. Dermedt lávafolyamok a Jupiter *Io* holdján



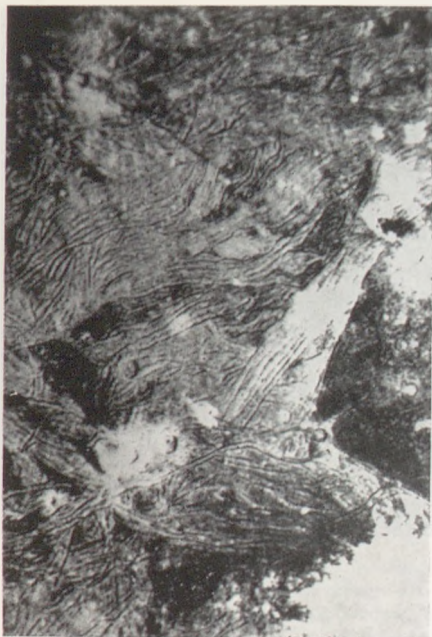
3.1.25. ábra. A Jupiter *Europa* nevű holdjának felszíni részlete (Voyager—2)



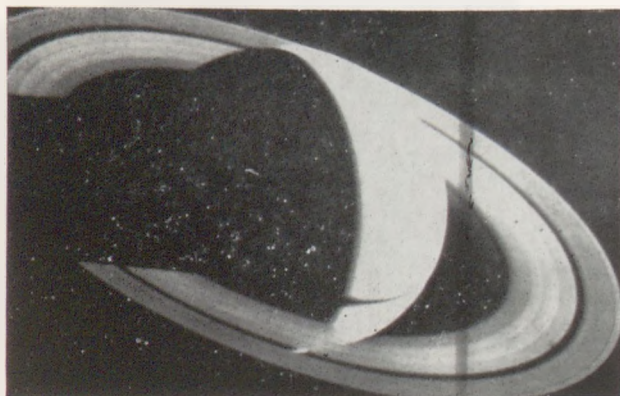
3.1.26. ábra. A *Callisto* felszínén számos becsapódási kráter mellett felismerhető egy koncentrikus gyűrűből álló alakzat, amely valószínűleg egy ősi meteorbecsapódás során keletkezett. (Voyager—2 által 350 000 km távolságból készült felvétel.)



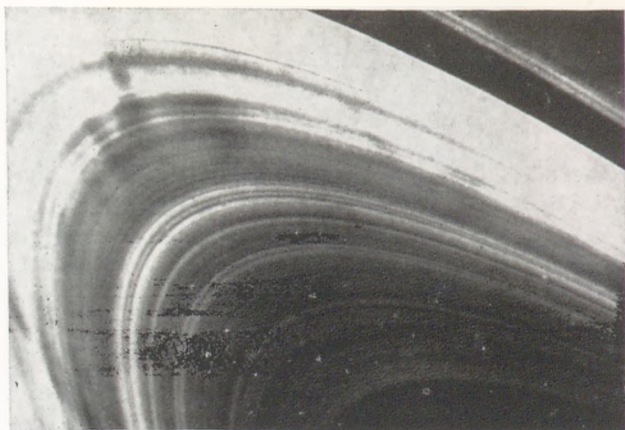
3.1.27. ábra. Mozaikkép a *Ganymeder*ről, 310 000 km távolságból (Voyager—2)



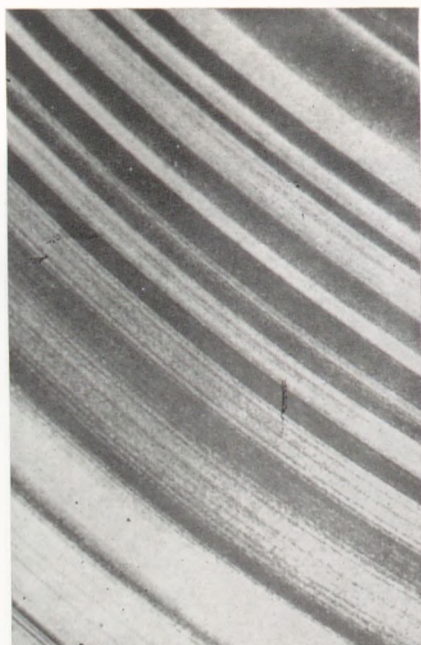
3.1.28. ábra. A Ganymede árkoktól szabdalt felszíne



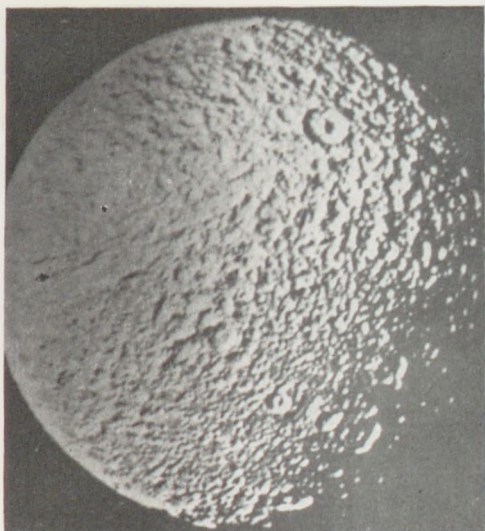
3.1.29. ábra. A Voyager—1 „visszapillantó” felvétele a Szaturnuszról. A gyűrű egyes részein keresztül is jól látható a bolygó felszíne (felhőzete)



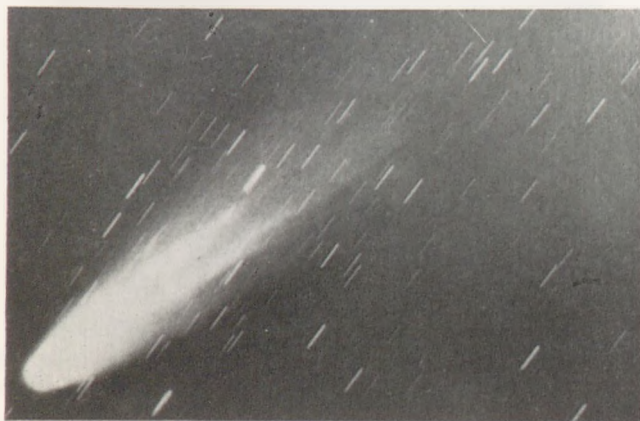
3.1.30. ábra. A Szaturnusz *B* gyűrűjén a finom részletek mellett kivehető néhány „küllő” is (sötét foltok) a Voyager—2 által készített felvételen



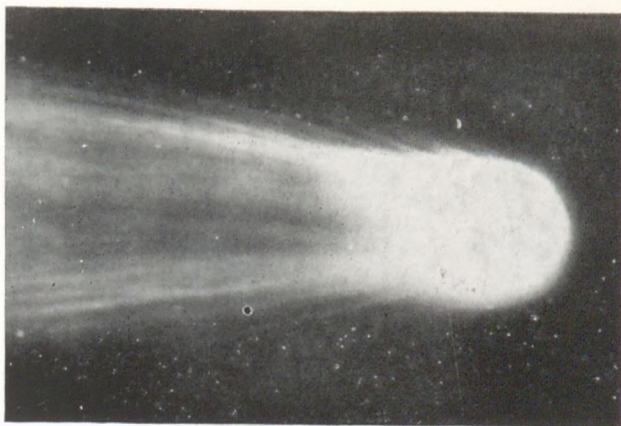
3.1.31. ábra. A Szaturnusz *B* gyűrűjének egy részlete, a Voyager—2 által készített kitűnő, 15 km felbontású felvételen



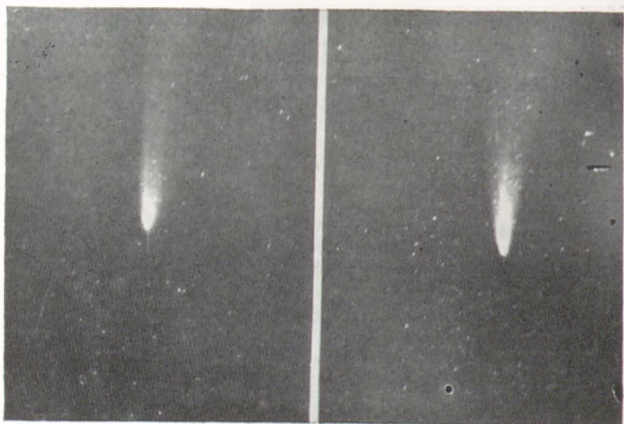
3.1.32. ábra. A *Tethys* 282 000 km távolságból (Voyager—2). A feltűnő kráter átmérője kb. 100 km. A kb. onnan kiinduló *Ithaca Chasma*, egy árokrendszer, még a holdacska túloldalán is folytatódik



3.1.33. ábra. Az *Arend—Roland*-üstökös 1957-ben



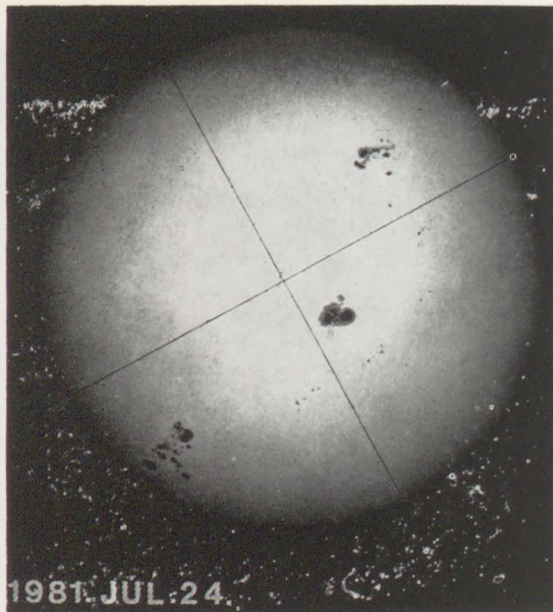
3.1.34. ábra. A Halley-üstökös feje 1910. május 8-án (Hale Observatory)



3.1.35. ábra. Az Arend—Roland-üstökösről 1957. április 26-án és május 1-jén a Hoher List obszervatóriumban készült felvétel



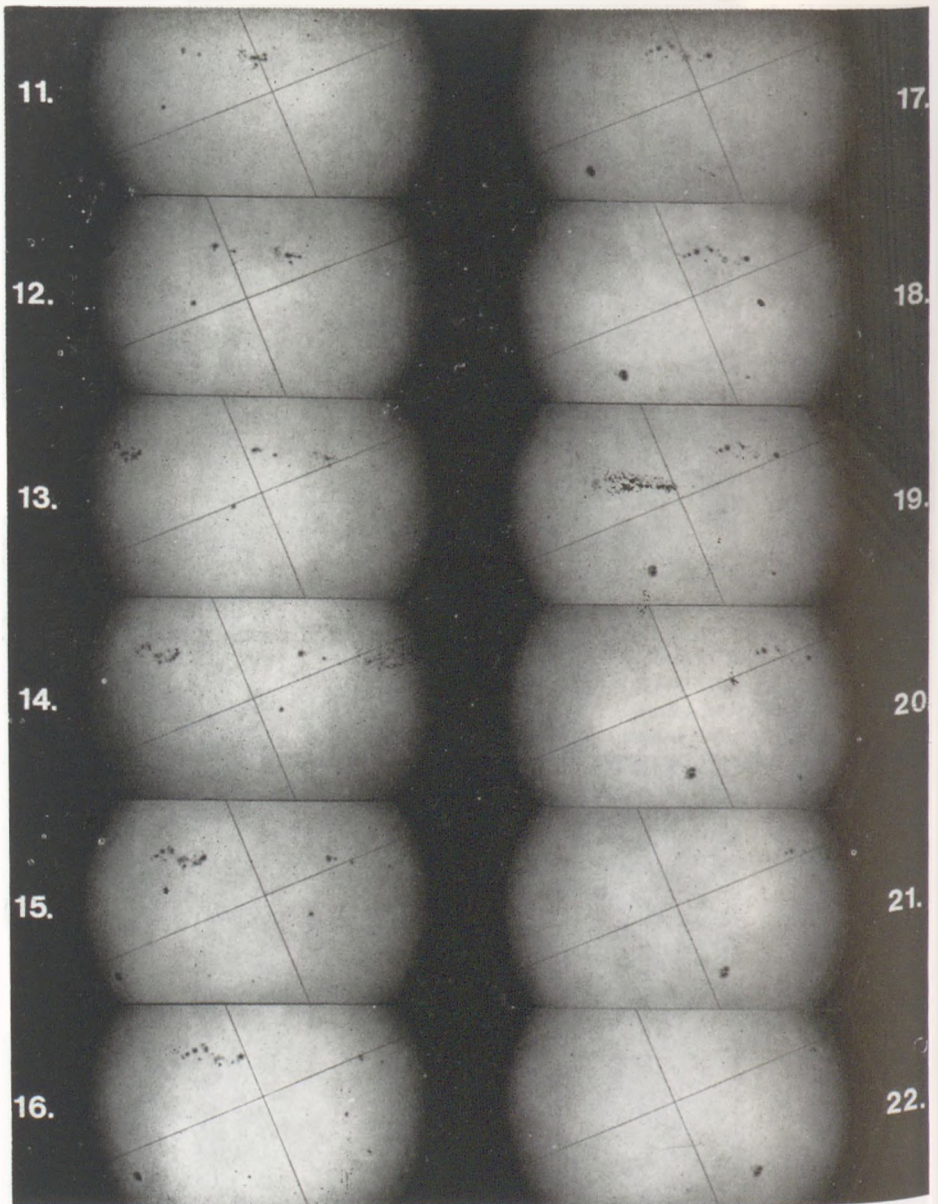
3.1.36. ábra. Felvétel egy fényes meteorról (1970. január 3., Oklahoma). Két darabját Lost Cityben megtalálták, a nagyobbik tömege kb. 10 kg



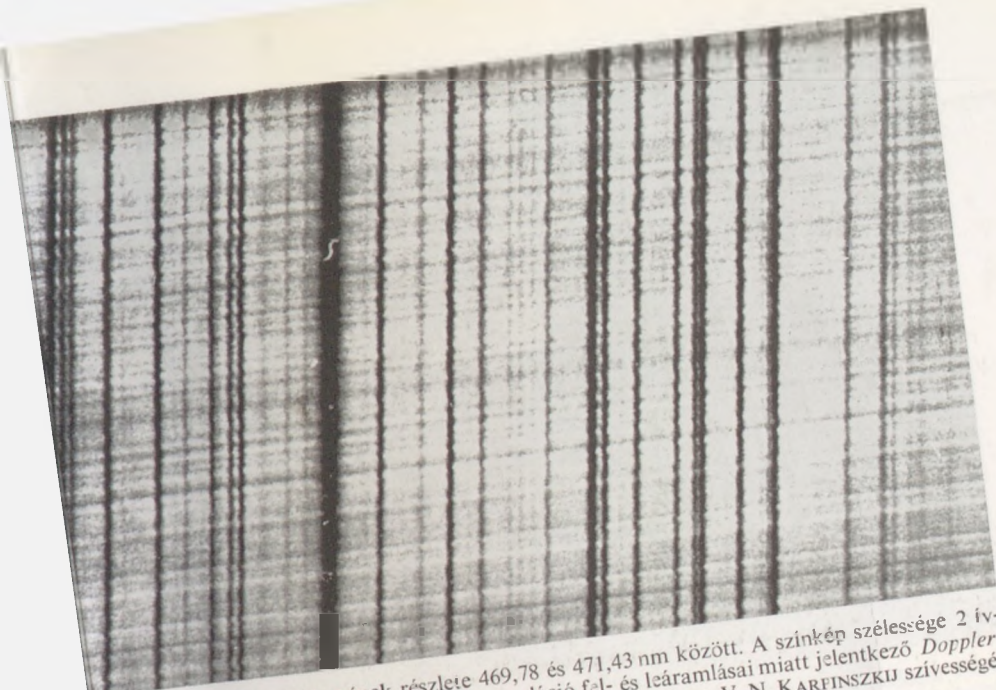
3.2.1. ábra. A Nap fényképe fehér fényben — a fotoszféra 1981. július 24-én, több bonyolult napfoltcsoporttal. A távcsőben levő fonálkereszt az észak—déli irányt jelöli ki a felvételek pontos kiméréséhez. (MTA CsKI Napfizikai Obszervatóriuma.)



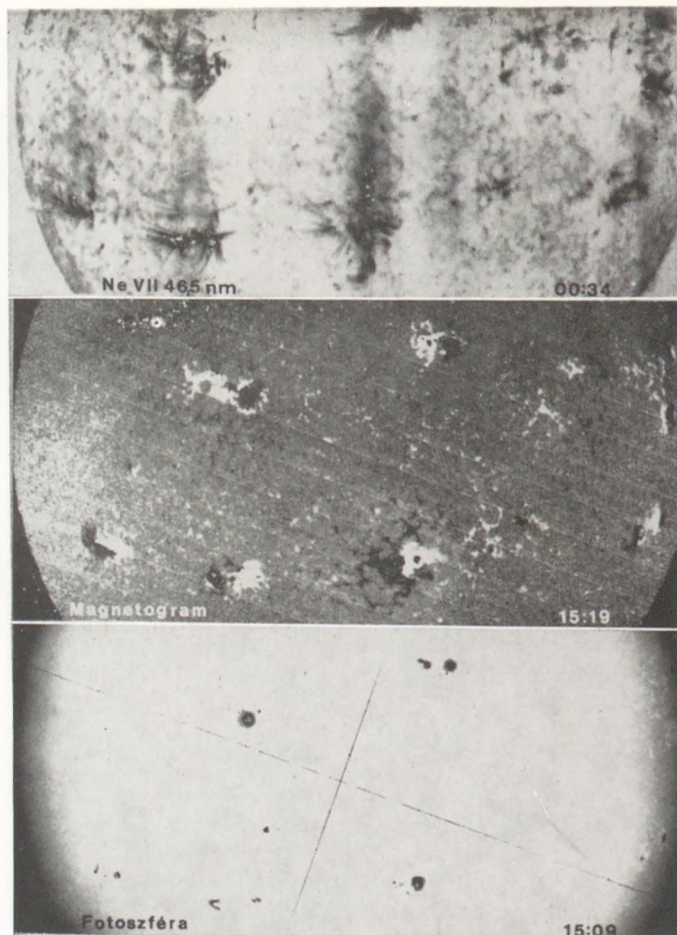
3.2.2. ábra. A Nap fényképe a $H\alpha$ -színképvonal fényében — a kromoszféra 1981. július 24-én. Az előző képpel összehasonlítva látható a kromoszféra lényegesen különböző szerkezete, a fényes kromoszférikus fáklyamezők az aktív vidékeken és a sötét filamentumok. (SzibIZMIR, Irkutszk, V. J. SZKOMOROVSKIJ szivességéből)



3 2 4. ábra A Nap forgása. Az 1981 májusában, nagyjából 24 óránként készült felvételeken jól nyomon követhető a Nap forgása, és a napfoltcsoportok változásai. (MTA CsKI Napfizikai Observatóriuma.)

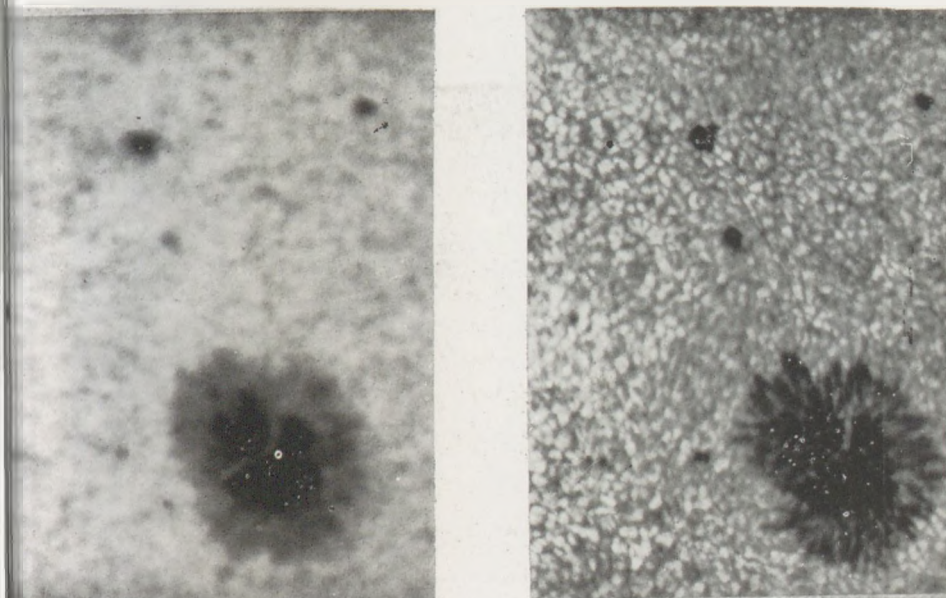


2.11. ábra. A Nap színképének részlete 469,78 és 471,43 nm között. A színkép szélessége 2 ív-
perc látószögnek felel meg. Jól látható a granuláció fel- és leáramlásai miatt jelentkező Doppler-
elmozdulás, a vonalak hullámos alakja. (Pulkovci obszervatórium, V. N. KARFINSZKIJ szivessége-
ből.)



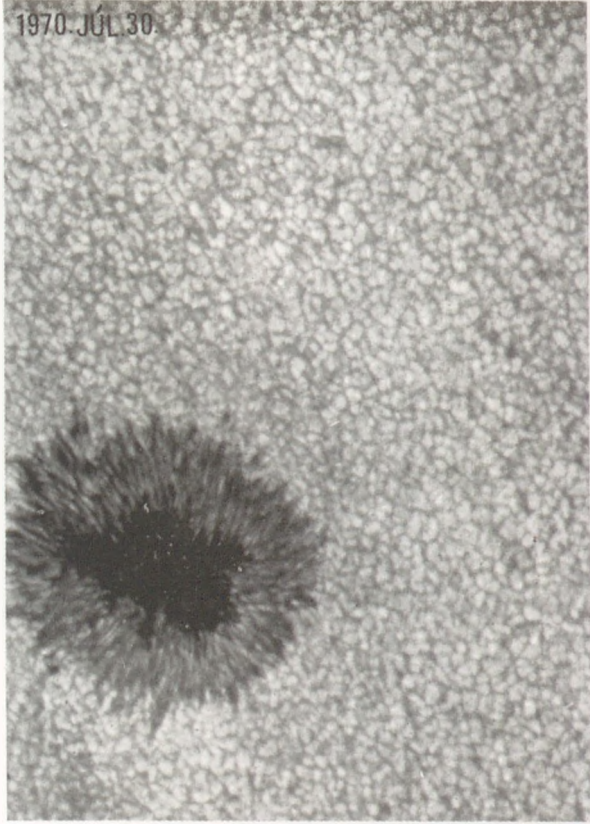
1973. szept. 4.

3.2.12. ábra. Felső kép: a napkorona negatív képe a Skylab ibolyán-
túli spektroheliográfjával fényképezve, a Ne VII-színképvonal kelet-
kezési hőmérséklete kb. 0,6 millió K (Naval Research Laboratory);
középső kép: mágneses terek a fotoszférában, fehér: északi, fekete:
déli polaritás (Kitt Peak National Observatory); alsó kép: napfoltok
(MTA CsKI Napfizikai Observatóriuma). A képek összehasonlítá-
sával megfigyelhetők a napfoltcsoportok feletti fényes (a negatívon
sötétebb) koronakondenzációk és mágneses erővonalkötegek. (Felső
két kép N. R. SHEELEY szívességéből.)

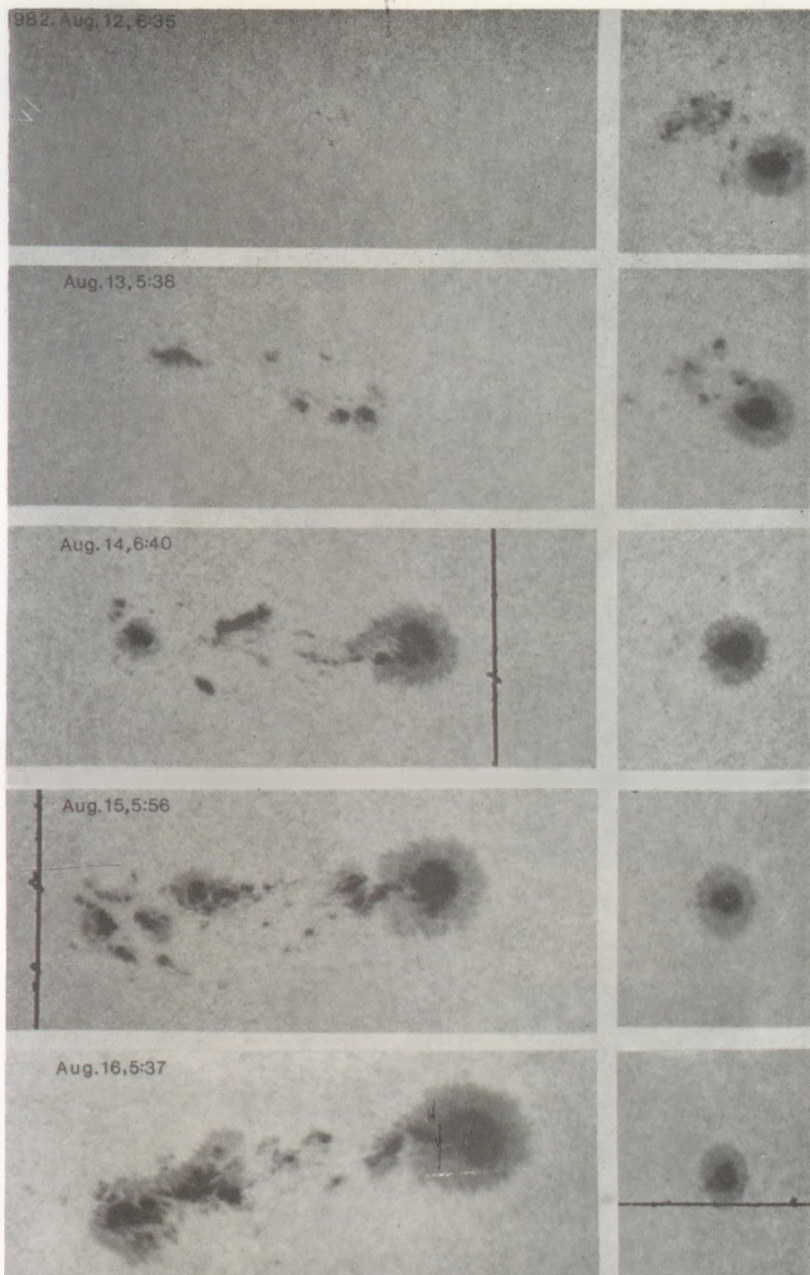


13. ábra. Az MTA CsKI Napfizikai Observatóriumának Gyulai Megfigyelő Állomásán, 130 m tengerszint feletti magasságból, 10 cm-es átmérőjű távcsővel készült fénykép, és a pulkovói obszervatórium pamíri állomásán 4000 m tengerszint feletti magasságból, 1 m-es tükörátmérőjű távcsővel készült felvétel közel egy időben, ugyanarról a napfoltcsoportról. Jól látható a nagyobb tengerszint feletti magasság és a nagyobb távcső előnyös hatása a felbontóképességre. (A pamíri kép V. N. KARPINSZKIJ szíveségéből.)

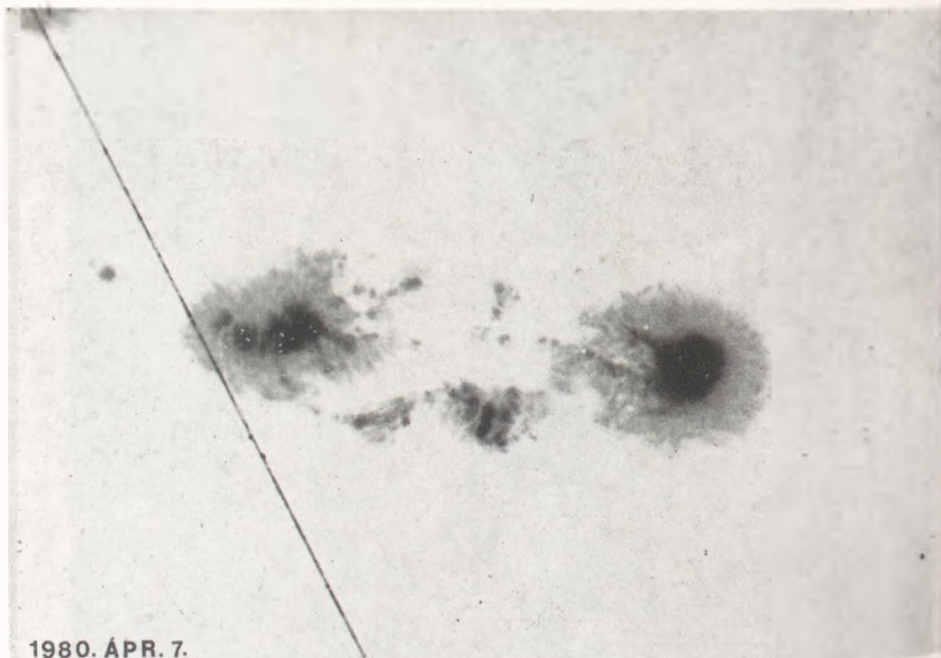
1970. JÚL. 30.



3.2.14. ábra. A pulkovói obszervatórium sztratoszféra-távcsövével 20 km magasságból készült felvétel egy kis, szabályos napfoltról. Az 1 m tükörátmérőjű távcsövet léggömb emelte ebbe a magasságba, gyakorlatilag a földi légkör fölé. A légköri zavarok kiküszöbölésével elérhetővé vált a távcső elméleti, 0,1-es felbontóképessége. Jelenleg ugyanez a távcső működik a Pamír hegységben, 4000 m magasban. (V. A. KRAT szívességéből.)

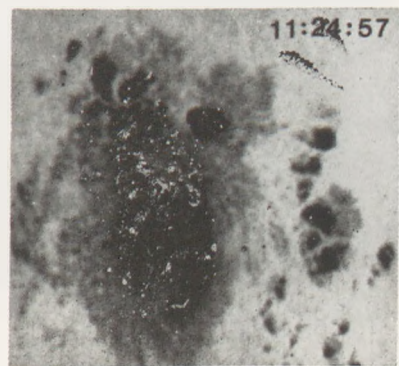
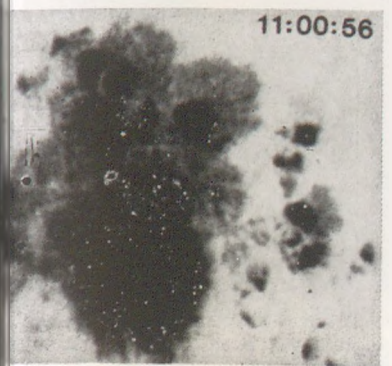
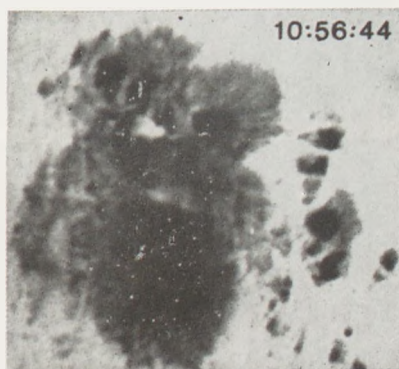
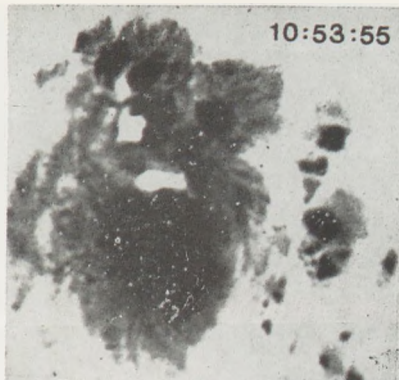
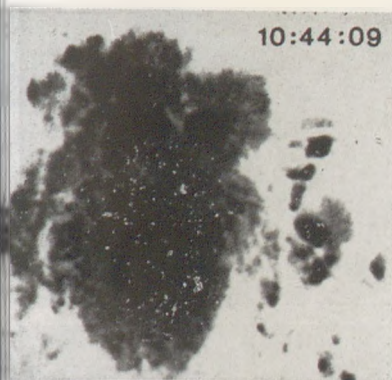


3.2.15. ábra. Egy foltcsoport gyors fejlődése naponkénti felvételeken, mellette egy idősebb, nyugodt folt jelentéktelen változásai, ugyanazokról a felvételekről.
(MTA CsKI Napfizikai Observatóriuma.)

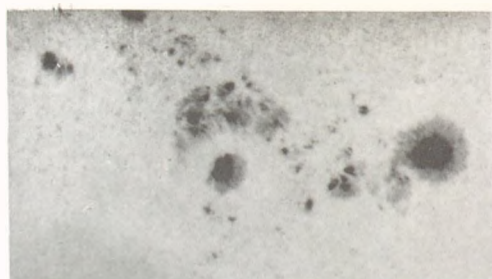


1980. ÁPR. 7.

3.2.16. ábra Tipikus bipoláris napfoltcsoport. (MTA CsKI Napfizikai Obszervatóriuma)



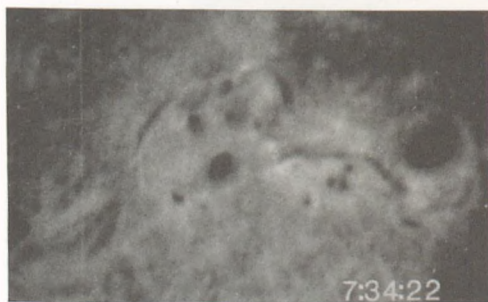
2.19. ábra. Az MTA CsKI Napfizikai Observatóriuma Gyulai Megfigyelő Állomásán 1978. július 11-én megfigyelt fehér fler képei. A világidőben megadott időpontokból látható, hogy lefolyása nagyon gyors volt, fehér fényben mindössze néhány percig tartott, míg a H_{α} -megfigyelésekben két és fél órán át lehetett követni. (ROSTÁS SÁNDOR felvételei.)



Fotoszféra 1981 V. 16, 8:24:47 UT



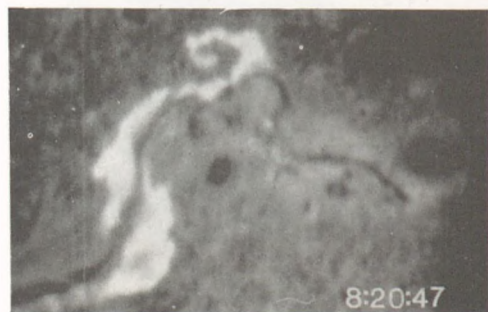
Magnetogram 16:53:19



7:34:22



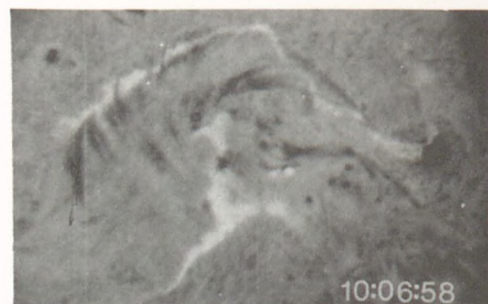
8:01:48



8:20:47



9:15:07

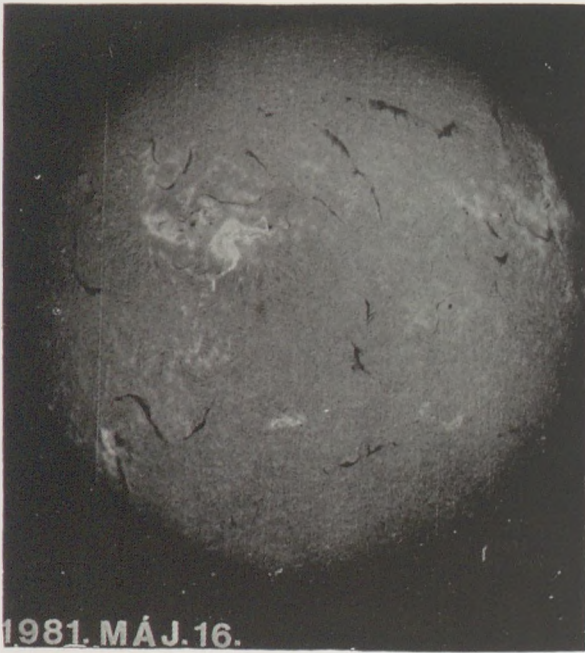


10:06:58

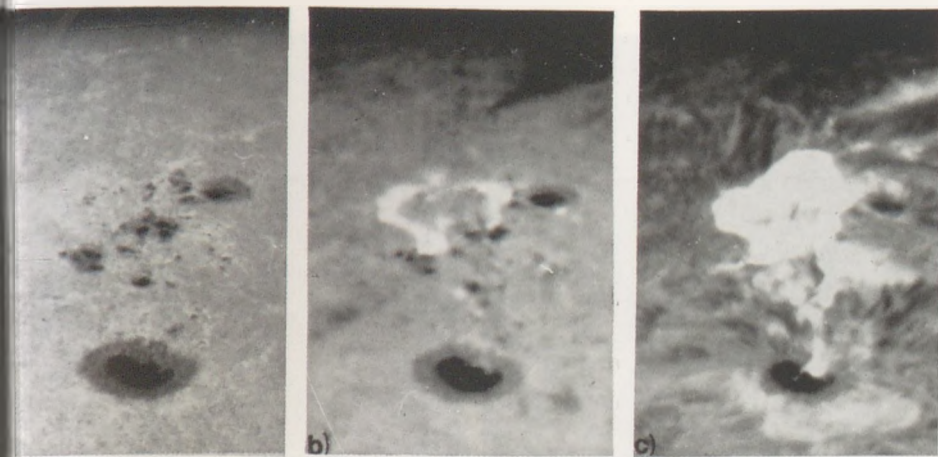


12:48:34

3.2.20. ábra. Az 1981. május 16-i nagy, 3B-s fűr lefolyása. Az ábra részletesebb leírása a szövegben található. (MTA CsKI Napfizikai Obszervatóriuma. Magnetogram: Kitt Peak National Observatory, J. W. HARVEY szíveségéből.)



3 2.21. ábra. Az 1981. május 16-i nagy flar, teljes kifejlődése idején, az egész napkorongot mutató kromocszféraképen. (SzibIZMIR, Irkutszk, v. G. BANYIN szívességéből.)



3 2.22. ábra. Az 1979. október 5-i flar térbeli szerkezete. Az a) kép a foltsoprotot mutatja, a b) kép a H α -vonal szárnyában készült, és a folttal együtt látható a napkitörés két fényes szalagja, amelyek hosszából látunk rá a foltsoprot helyzete miatt. A c) kép a H α -vonal középehez közelebb készült, ezért ezen már a magasabb kromoszféra is látható, valamint a flar fényes szalagjait összekötő hálószerkezet, amelynek lábainál található a fényes flar-szalagok. (MTA CsKI Napfizikai Obszervatóriuma.)

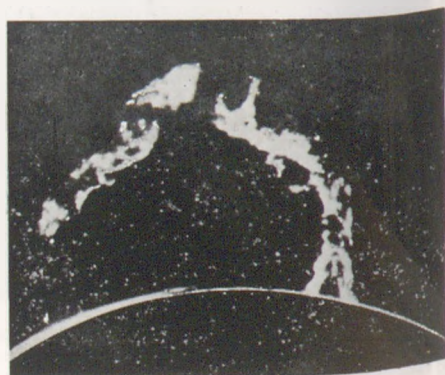


1977. AUG. 30.

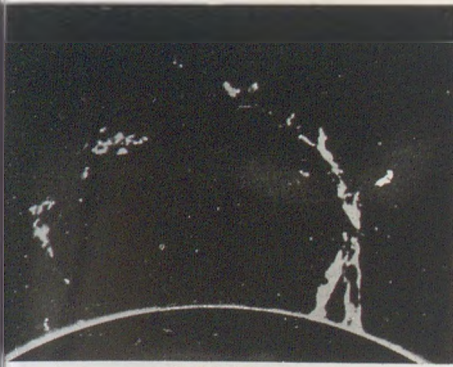
3.2.23. ábra. A protuberanciák és a filamentumok közti összefüggés: a $H\alpha$ -képeken a napkorongon megfigyelhető sötét filamentumok, ha a Nap forgása következtében a korong peremére kerülnek, mint fényes proturbenciák válnak láthatóvá. (MTA CsKI Napfizikai Obszervatóriuma.)



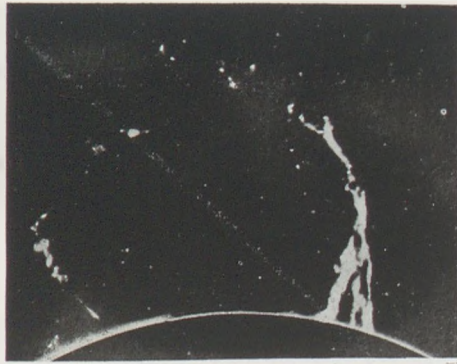
9:03:20



9:42:09



9:54:13



9:59:15



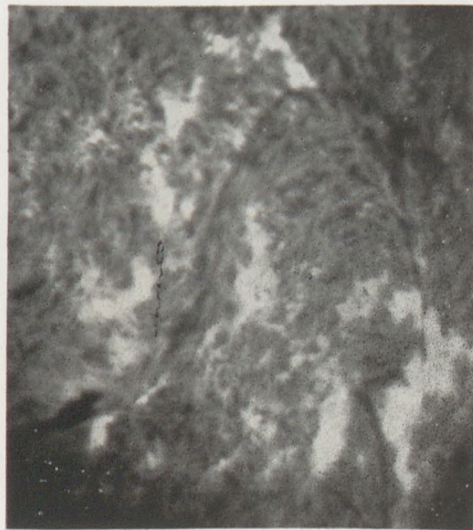
10:24:21

1971. MÁJUS 3.

3.2.24. *ábra.* Egy aktivizálódott nyugodt protuberancia felszállása. Jól látható a protuberanciát fenntartó mágneses ív tágulása, amely az anyagot felfelé sodorja. (Skalnáte Pleso Obszervatórium, J. SYKORA szívességéből.)

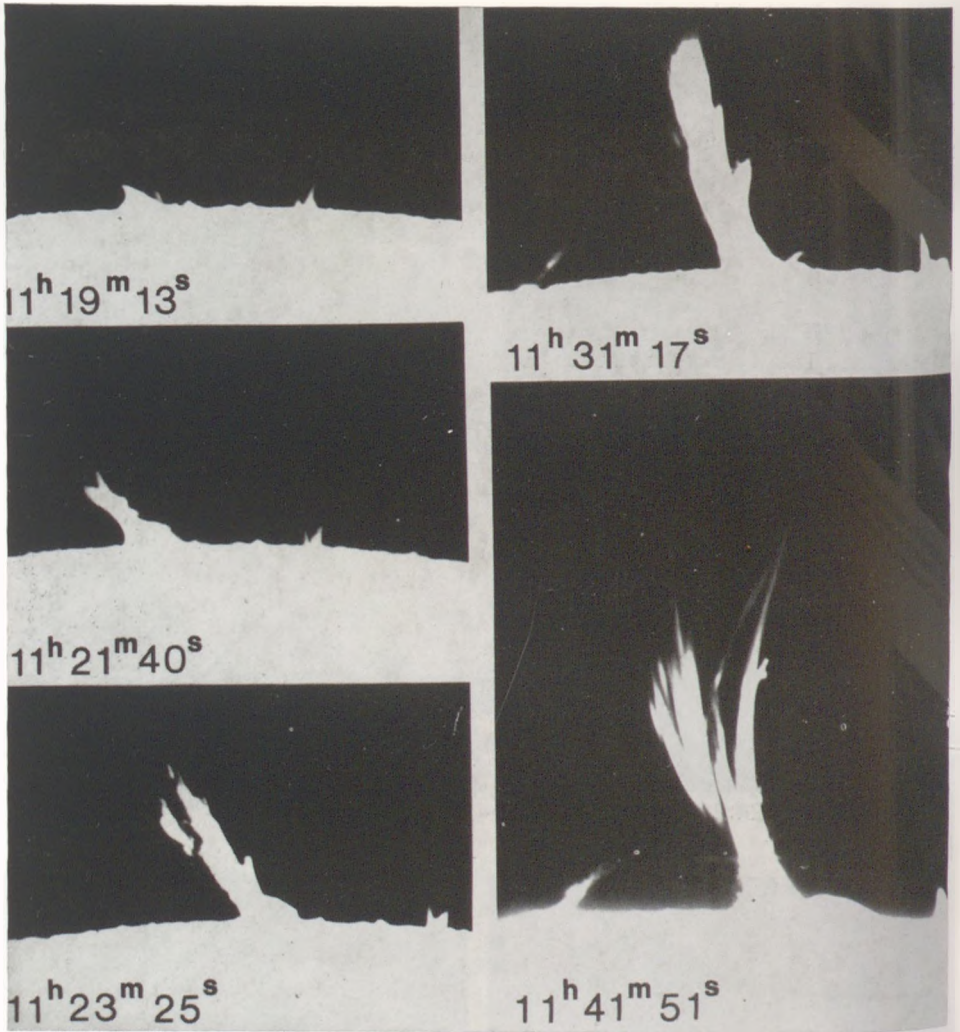


6:59:04

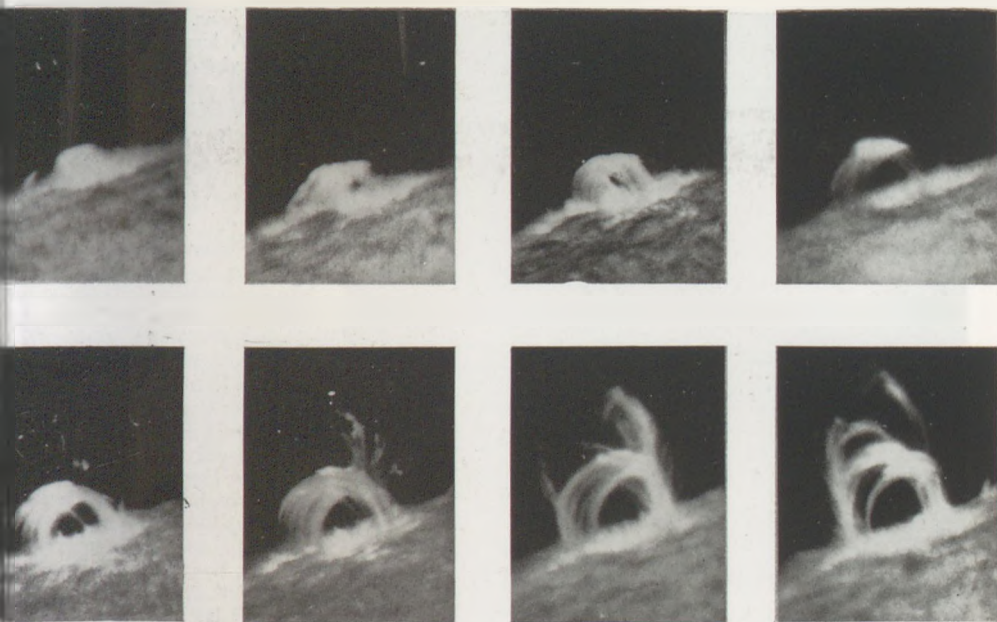


9:25:27

3.2.25. *ábra.* Egy „Disparition Brusque” (DB) jelenség. A bal oldali képen még jól látható sötét, nagy áramlatnak két és fél óra múlva csak nagyon halvány nyomai láthatók a kromoszféraképen. (MTA CsKI Napfizikai Obszervatóriuma, 1984. júl. 9.)



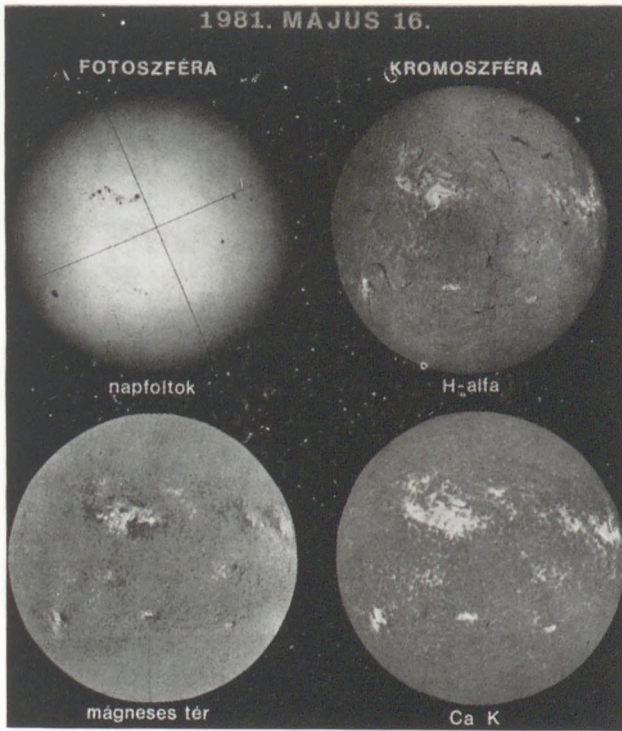
3.2.26. *ábra.* Egy eruptív protuberancia gyors felemelkedése. Az utolsó képen különösen jól megfigyelhetők a görbült pályák, amelyeket a mágneses tér kényszerít az anyag mozgására. (MTA CsKI Napfizikai Observatóriuma, 1981. aug. 3.)



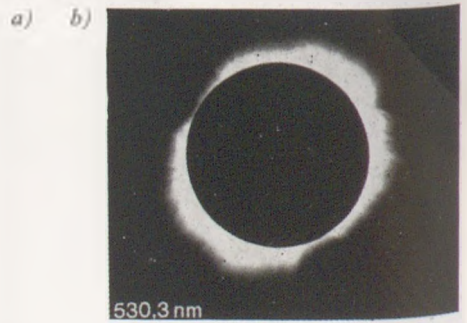
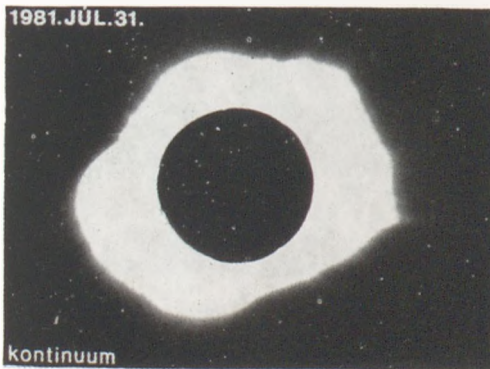
2 27. ábra. A napkorong keleti peremén 1972. május 24-én lejátszódó napkitörés után kifejlődött protuberancia-rendszer lassú fejlődése. Az egyes képek között 10-15 perc időkülönbség van. (Krimi Asztrfizikai Observatórium, A. N. BABIN szívességéből.)



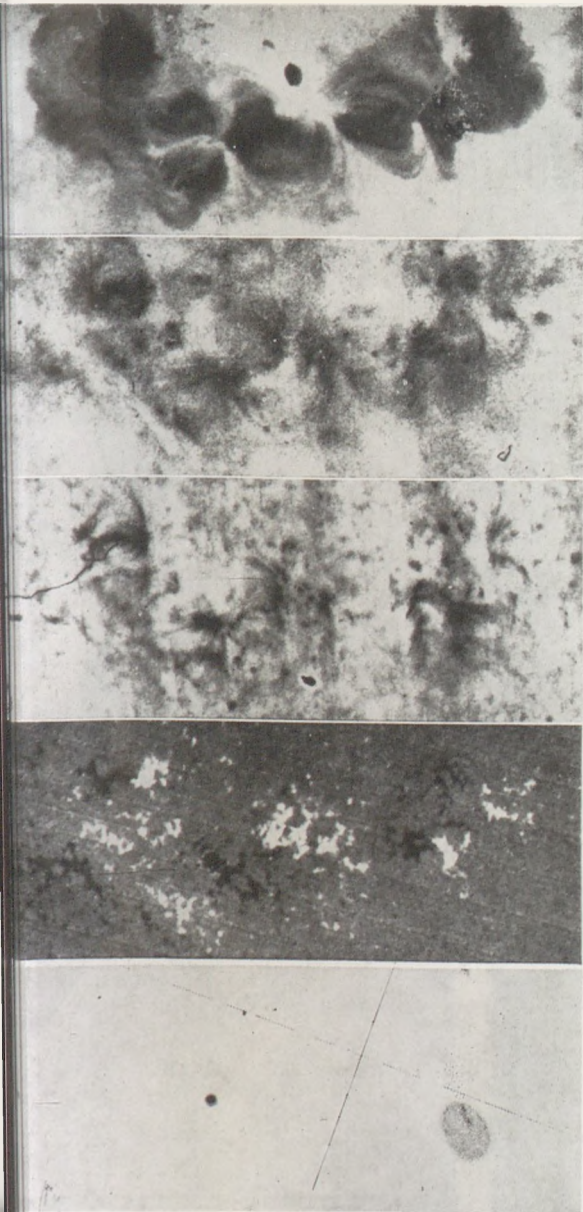
3.2.28. ábra. Néhány kisebb napfolt és az őket körülvevő fotoszférikus fáklyamező a pulkovói obszervatórium Pamírban levő távcsövének felvételén. (V. N. KARPINSZKIJ szívességéből.)



3.2.29. ábra. A Nap különböző arcai. A legmegszokottabb, fehér fényben készült fotocszféra-kép azok a területek, ahol nincs mágneses tér, fehér az északi, sötét a déli mágneses polaritás. A két kromocszféra-kép közül a Ca II-ion K jélű színképvonalában készült képen (Observatoire de Paris-Meudon, M. J. MARTRES szívességéből) jól kivehető a kromocszférikus hálózat, amelynek fényes helyei megfelelnek a mágneses térkoncentrációknak, függetlenül attól, hogy ezek világosak vagy sötétek a bal alsó képen. A H α -képen csak a lényegesen erősebb mágneses terek, az aktív vidékek felett fényes a kromocszféra; viszont érdemes megfigyelni, hogy a sötét filamentumok a világos és sötét mágneses terek határán találhatók. (SzibIZMIR, Irkutzsk, V. G. BANYIN szívességéből.)



3.2.31. ábra. A napkorona különböző komponensei az 1981. július 31-i, szibériai napfogyatkozás idején. A felvételeket a Skanaté Pleso Observatórium napfogyatkozási expedíciója készítette. Az a) kép a K-koronát mutatja, amely a szabad elektronokon szórt fotszférafény, és jóval kiterjedtebb, mint a napkorona „saját” fénye, az E-korona. A b) kép a zöld (530,3 nm), a c) a vörös (637,5 nm) koronavonalra hangolt, néhány tízed nm áteresztésű szűrőkön keresztül készült, és az E-koronát mutatja. A zöld vonalat a Fe XIV-, a vöröset a Fe X-ion bocsátja ki. Látható a képek összehasonlításakor, hogy a magasabb hőfokot igénylő, jobban ionizált vasatomok eloszlása egyenletlenebb, mint a kevésbé ionizáltaké. (J. SYKORA szívességéből.)



1973. aug. 30.

Fe XV 28,4 nm

17:03

Mg IX 36,8 nm

13:25

Ne VII 46,5 nm

13:25

Magnetogram

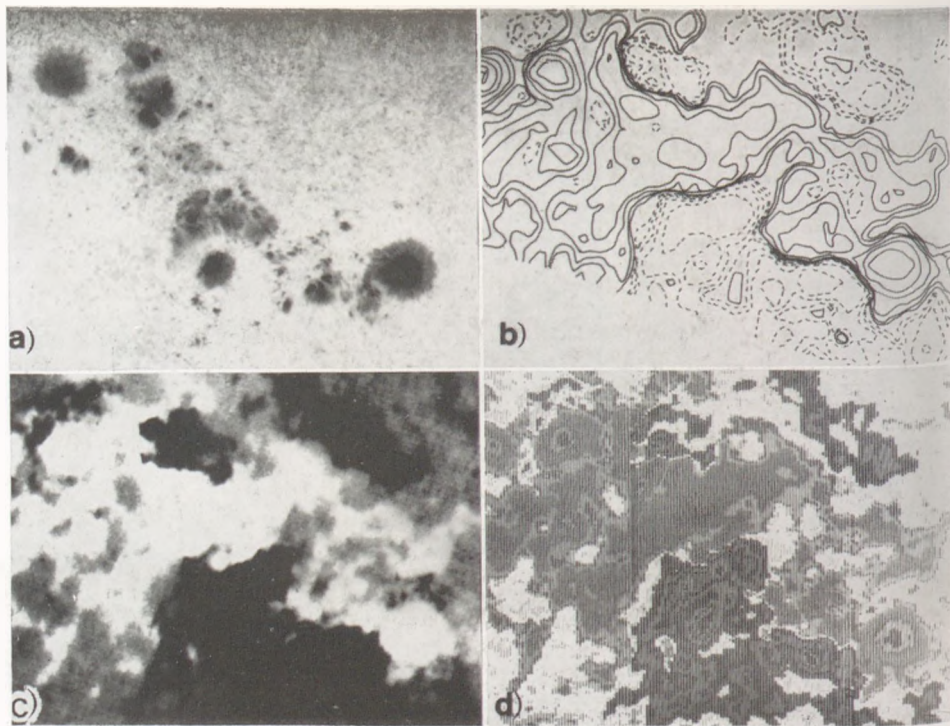
15:51

Fotoszféra

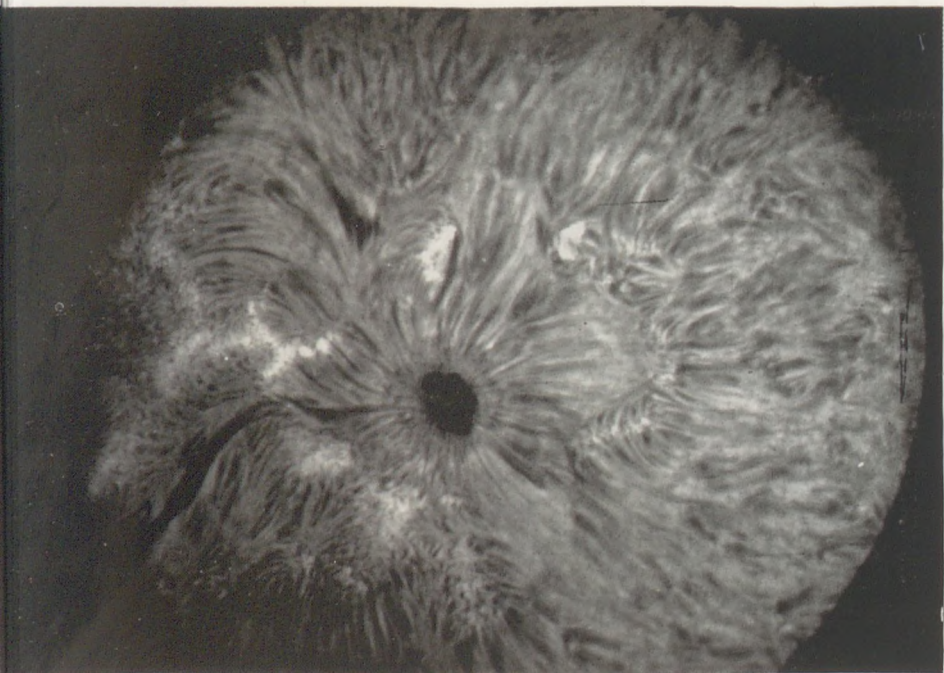
8:15

(aug. 31.)

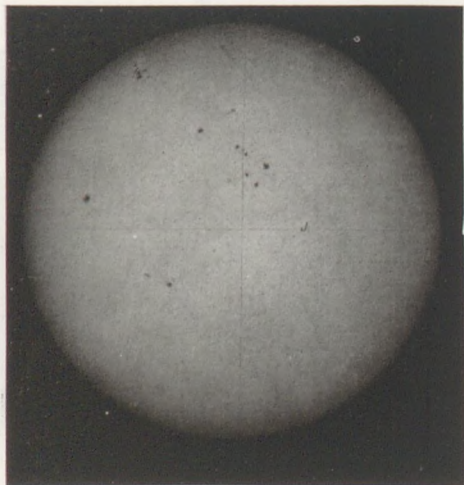
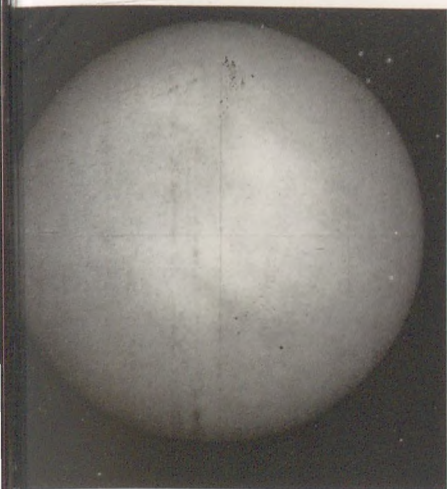
2. ábra. A napkorona különböző hőmérsékletű részeit külön-külön szemlélhetjük, ha különböző átlátsági fokú, így különböző hőmérsékleten létező ionok szinképvonalalaiban készült spektrogramokat veszünk szemügyre. Az alsó képen, amely az MTA CsKI Napfizikai Observatóriumban készült, a fotoszféra látható a napfoltokkal. Fölötte a Kitt Peak National Observatoryban készült, a mágneses terek (világos: északi, sötét: déli polaritás), majd a Skylab ibolyántúli spektroheliográf (Naval Research Laboratory) különböző szinképvonalakban készült képek. A Ne VII-ion 46,5 nm hullámhosszúságú vonala a kromoszféra—korona átmeneti rétegben, $6 \cdot 10^6$ K hőmérsékletén képződik, ezen a szinten még látható nyoma a kromoszférikus hálózatnak is, de főképp az aktív terek mágneses tereiből kiinduló erővonalívek „lábai” fényesek (azaz sötétek a negatív képen). A Mg IX-ion szinképvonala 10^6 K hőmérsékletű helyeket jelez, ez közbeeső hőmérséklet, így az erővonalívek középső részeit, és az alacsonyabb ívek tetejét rajzolja ki, míg a Fe XV-ion szinképvonalában a $2,5 \cdot 10^6$ K hőmérsékletű felső koronát láthatjuk, az erővonalívek és a bennük fogva tartott plazma fényében. Itt már az ívek alja és a kromoszférikus hálózat eltűnt, csak a mágneses terek magasan a koronában összekötő erővonalak rajzolódnak ki. (Felső négy kép N. R. SHEELEY szíveségéből.)



3.2.36. ábra. Longitudinális magnetogramok különböző ábrázlási formái. Az *a*) képen annak a napfoltcsoportnak a fotoszféraképe látható, amelyben az 1981. május 16-i nagy napkitörés zajlott (MTA CsKI Napfizikai Observatóriuma). A *b*) képen az ondrejovi obszervatóriumban készült mágneses térkép látható (M. KLVANA szívességéből), amelyen az azonos mágneses térerősséget összekötő vonalak ábrázolják a mágneses teret, folytonos vonallal az északi, szaggatottal a déli polaritást jelölve. A *c*) kép az eddigiekből már ismert Kitt Peak National Observatory magnetogram (J. W. HARVEY szívességéből), ezen a mágneses tér nélküli részek szürkék, az északi tér fehér, a déli fekete. Végül a *d*) kép az Observatoire de Paris-Meudon magnetográfjával készült (M. J. MARTRES szívességéből), ezen a különböző erősségű mágneses tereket különböző számok (északi polaritás) vagy betűk (déli polaritás) jelentik meg. Mindegyik ábrázlási módnak megvannak a maga előnyei



38. ábra. Egy jól fejlett közepes nagyságú, egyedül álló napfolt kromcszféra képe. A képen megfigyelhető az umbra és a penumbra, de a kromcszféra szerkezetét a napfolt penumbrájánál jóval nagyobb területen befolyásolja a folt mágneses tere. Ezt nevezik szuperpenumbrának



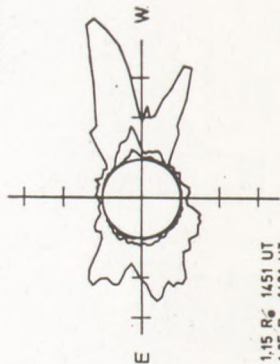
42. ábra. A Nap 1980. március 16-án és 28-án, a 3.2.41. ábrán bejelölt napokon. A relatív számok 16-án $W=36$, 28-án $W=221$. Figyelemre méltó, hogy napfoltmaximum idején is előfordulhat majdnem teljesen üres napkorong!

MAY 16, 1981 (P_z = -20.75, B₀ = -2.53, L₀ = 174.44)

SACRAMENTO PEAK

CORONA
5303 Å

Np



1.15 R_☉ 1451 UT
 1.35 R_☉ 1431 UT
 1.55 R_☉ 1440 UT

MT. WILSON

DELTA₊ =
DELTA₋ =

MAGNETOGRAM
Solid - Plus
Dotted - Minus

NO DATA

E

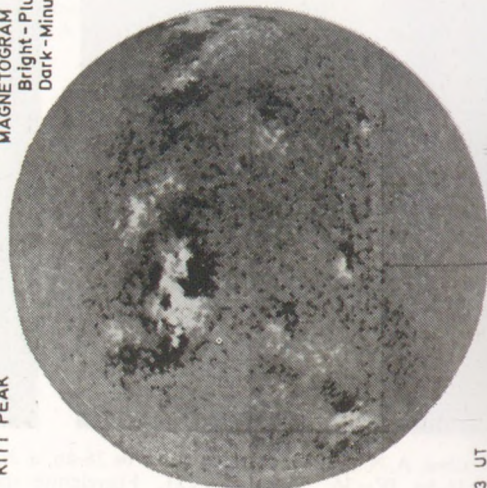
W

Levels
 ± 5
 ± 10
 ± 20
 ± 40
 ± 80

KITT PEAK

MAGNETOGRAM
Bright - Plus
Dark - Minus

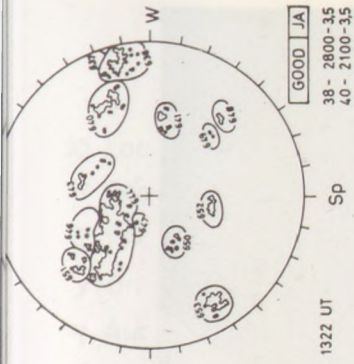
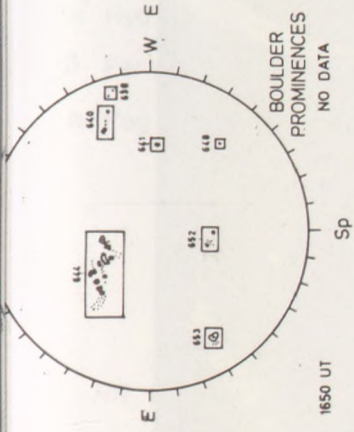
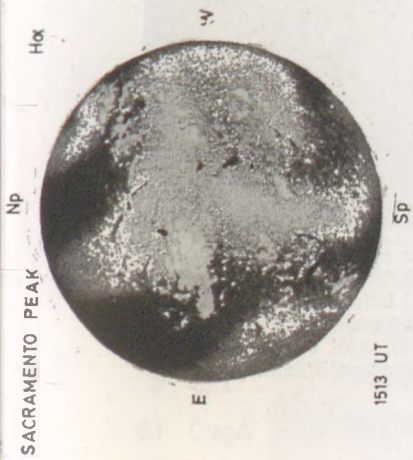
Np



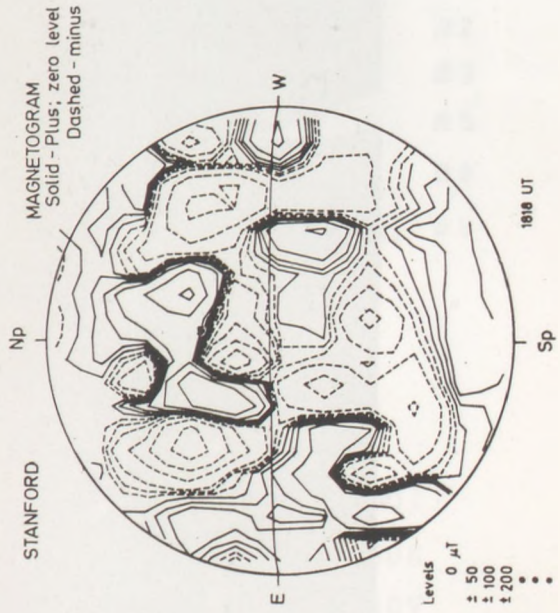
1653 UT

Sp

Sp



GOOD	JA
38 - 2800 - 35	
40 - 2100 - 35	
41 - 0600 - 25	
43 - 0900 - 30	
44 - 9400 - 40	
46 - 1200 - 35	
47 - 0100 - 30	
48 - 0300 - 30	
50 - 0500 - 30	
51 - 0800 - 30	
52 - 0500 - 35	
53 - 1800 - 40	

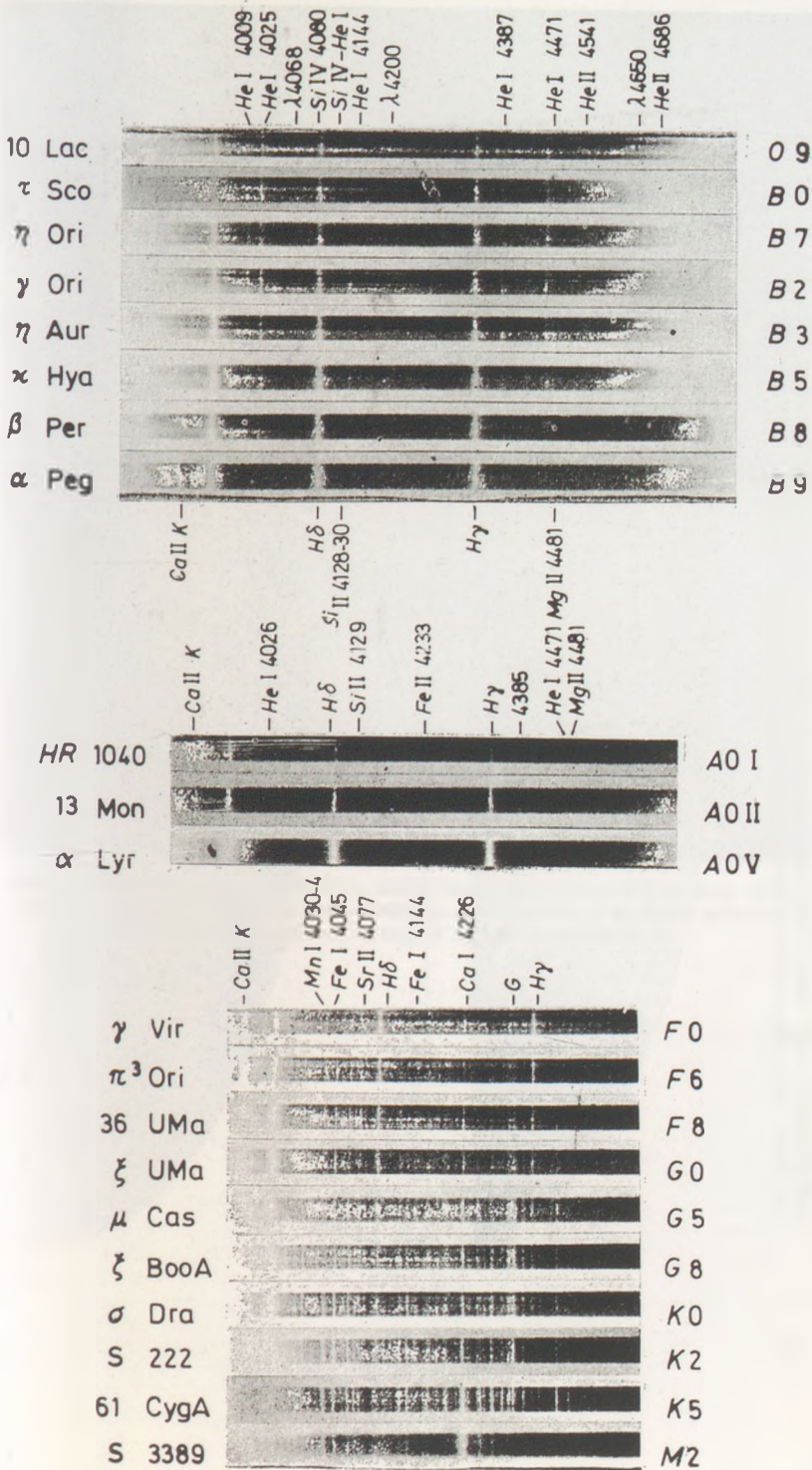


Levels
 0 μT
 ± 50
 ± 100
 ± 200
 •
 •
 •

3.2.46. ábra. Egy tipikus adatsor 1981. május 16-ra a Solar-Geophysical Data című kiadványból, amelyet a boulderit (Colorado, USA) adatközpont adatai alapján közölnek havonta. (Vö. 3.2.29. ábrával).



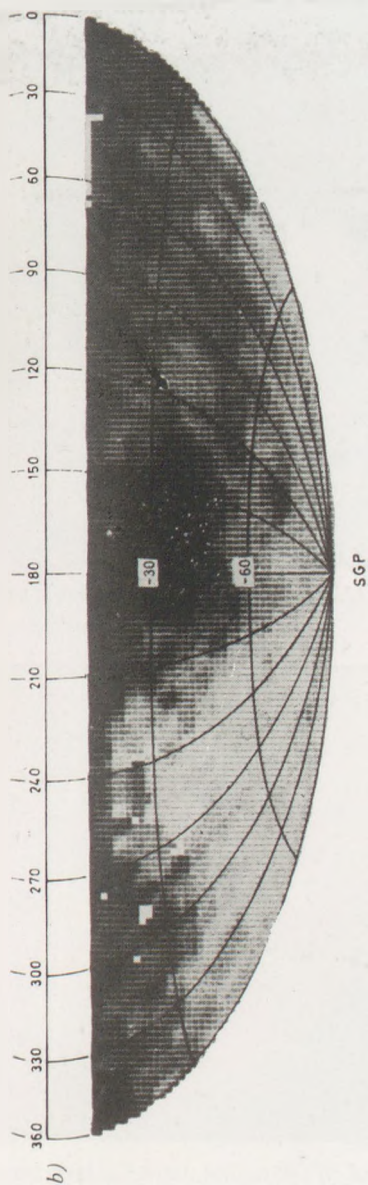
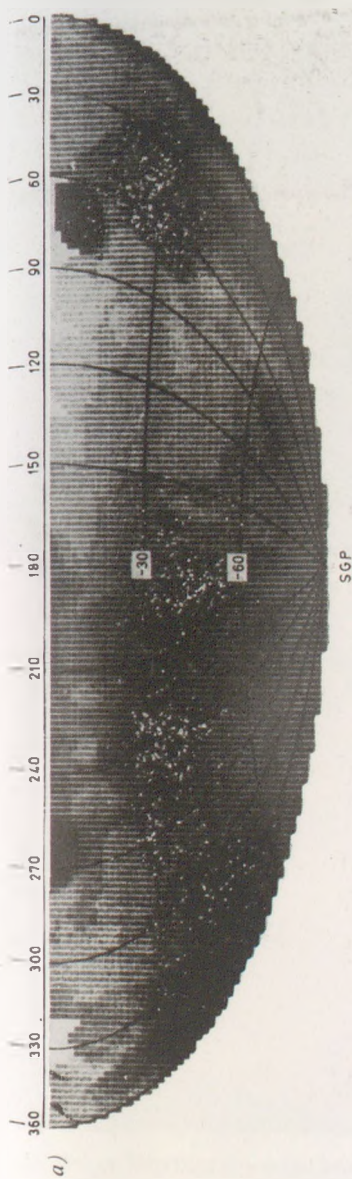
3.2.49. ábra. Sarki fény Kanada felett egy amerikai katonai fel-
derítő műhold felvételén. Az éjszakai felvételen az észak-ameri-
kai kontinens nagyvárosainak fényei láthatók, a kép jobb alsó
sarkában Florida, fölötte, kissé közelebb a sarki fényhez a New
York—Washington megapolisz fényei, ettől balra a két legfé-
nyesebb város, Chicago és Minneapolis/Saint Paul



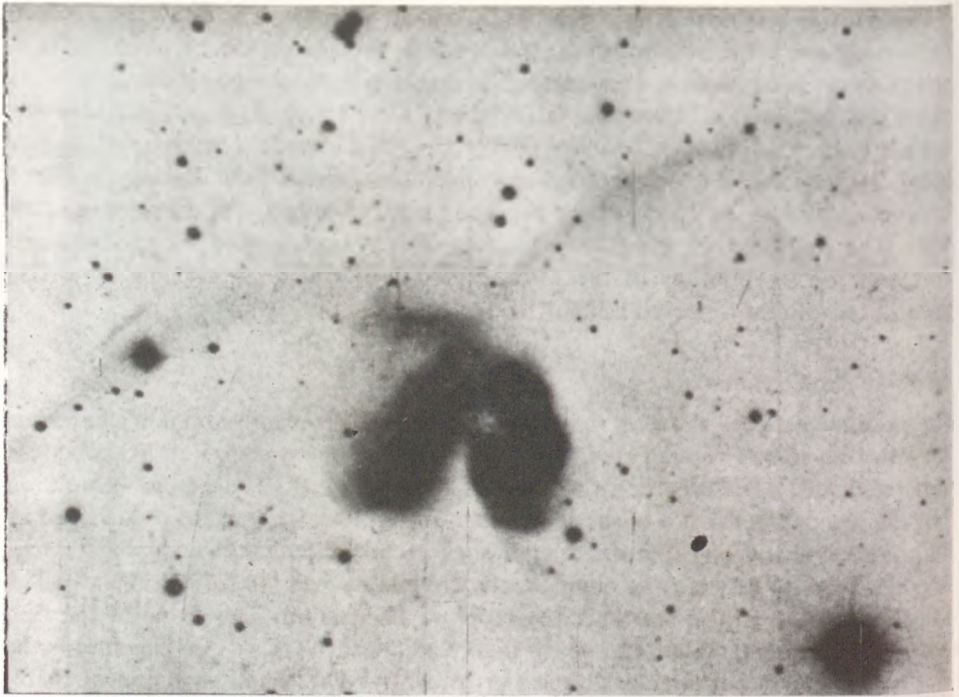
4.10. ábra. Néhány standardcsillag spektruma



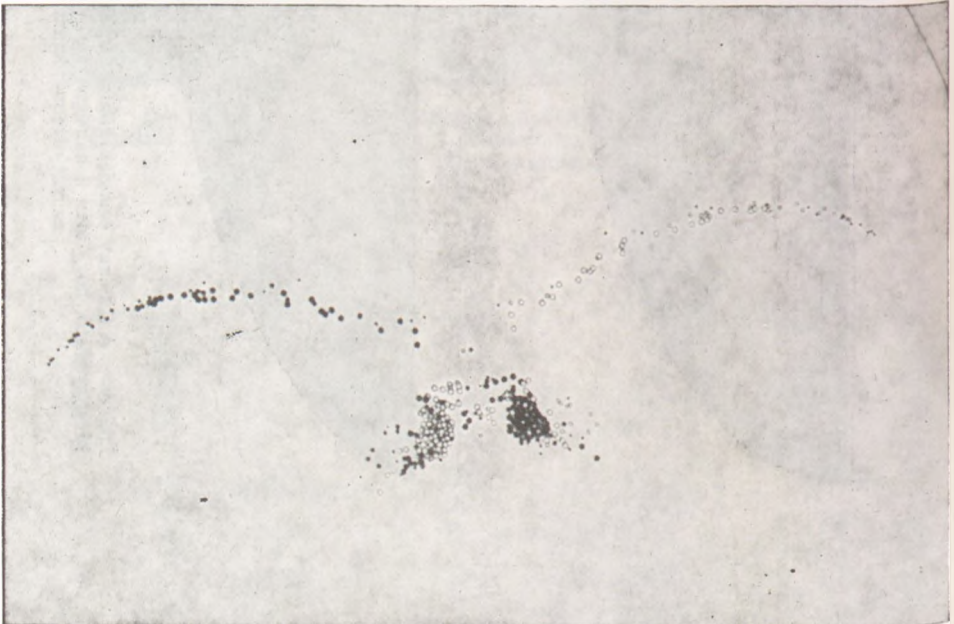
5.59. ábra. A Galaxis központi vidékének „rádiófényképe”. Az észlelt sugárzás eloszlása hasonlít az extragalaktikus rádióforrások (rádiógalaxisok, kvazárok) rádióképére. (R. D. Ekers és munkatársai, 1983)



5.65. ábra. A 0,25 keV energiájú röntgensugárzás (a) és a semleges hidrogén (b) elcsúszásának összehasonlítása. Megfigyelhető, hogy ahol a hidrogén sugárzása erős, ott a röntgensugárzás gyenge. Megfordítva azonban ez már nem mindenütt igaz. (P. SANDERS és munkatársai, 1977)



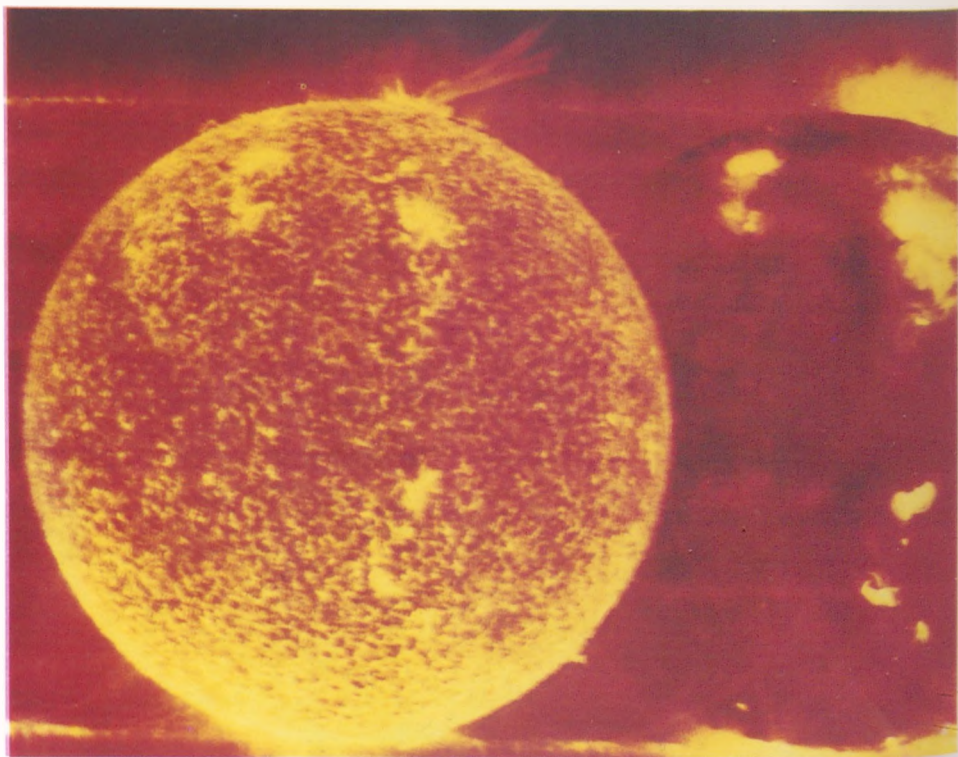
6.11. ábra. Kölcsonható galaxisok fotójának negatívja (NGC 4038/4039)



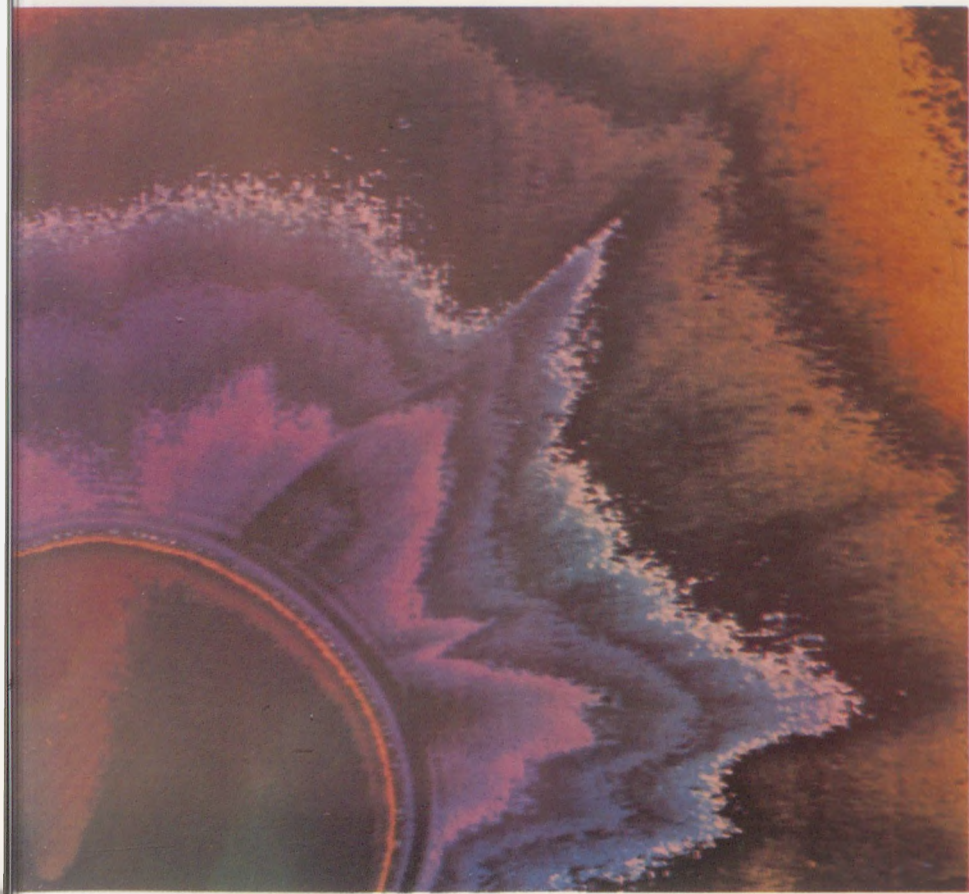
6.12. ábra. A 6.11. ábrán bemutatott galaxispár egy számítógéppel „előállított” modellje



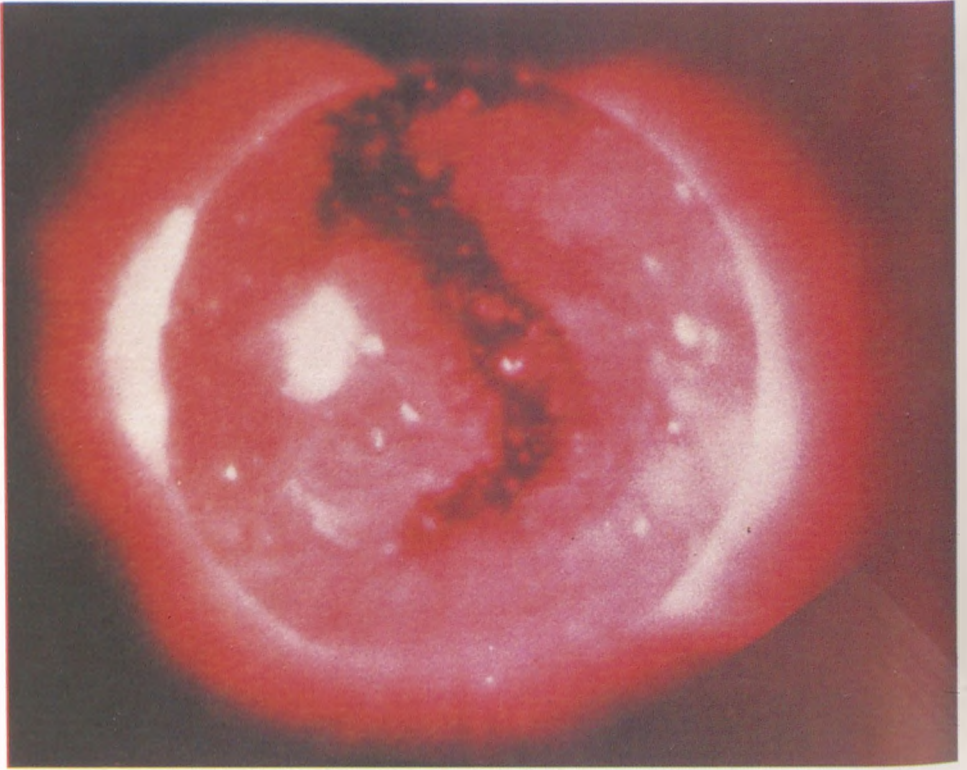
I. színes ábra. A Nap képe egy óriási protuberanciával az ionizált hélium (He II) 30,4 nm hullámhosszú ibolyántúli szinképvonalában fényképezve 1973. dec. 19-én. A Skylab űrállomásról készült felvételen jól megfigyelhető a magas kromoszféra hálózatszerű szerkezete, a kifényesedések aktív vidékek felett, és a pólusok környékén a sötétebb koronalyukak. (Naval Research Laboratory, N. R. SHEELEY szivességéből.)



3.2. II. színes ábra. A Skylab résnélküli spektrográfiával készült kép a Napról (1973. jún. 10.). A teljes napkorongot mutató kép a He II-ion 30,4 nm hullámhosszú vonalában mutatja a Napot, ez a vonal a kromoszféra—korona átmeneti rétegben keletkezik, 30 000...90 000 K hőmérsékleten. Emellett, részlegesen átfedve a Fe XV-ion 28,4 nm hullámhosszúságú vonalában látható a $2,5 \cdot 10^6$ K hőmérsékletű napkorona. A Fe XV-kép közepe „üres”, csak az aktív vidékek felett fényes. Jól megfigyelhető a két kép összehasonlításával a „hűvösebb” protuberanciaanyag és a forróbb korona-kondenzáció különböző alakja. (NASA-fotó.)



2. III. színes ábra. A Solar Maximum Mission mesterséges hold által készített felvétel a napkoronáról. A légkörön kívül elegendő a távcső elé helyezett koronggal letakarni a fényes napkorongot, és fehér fényben is láthatóvá válik a napkorona. A képen a színek a különböző fényességű helyeknek felelnek meg, a részletek jobb megkülönböztethetősége céljából. (NASA-fotó.)



3.2. IV. színes ábra. A Skylab röntgentávcsövével röntgentartományban (0,2...5 nm) készült felétel a Napról. A fotoszféra ezen a hullámhosszon már nem sugároz, a képen a napkorona hőmérsékleti sugárzása látható. Középen egy sötét koronalyuk figyelhető meg, a napkorong peremén kívül pedig a fényes „glória”, ami a nagyobb vastagságú gázréteg és a napkorona optikai „vékonysága” következménye. (NASA-fotó, 1973. aug. 21.)

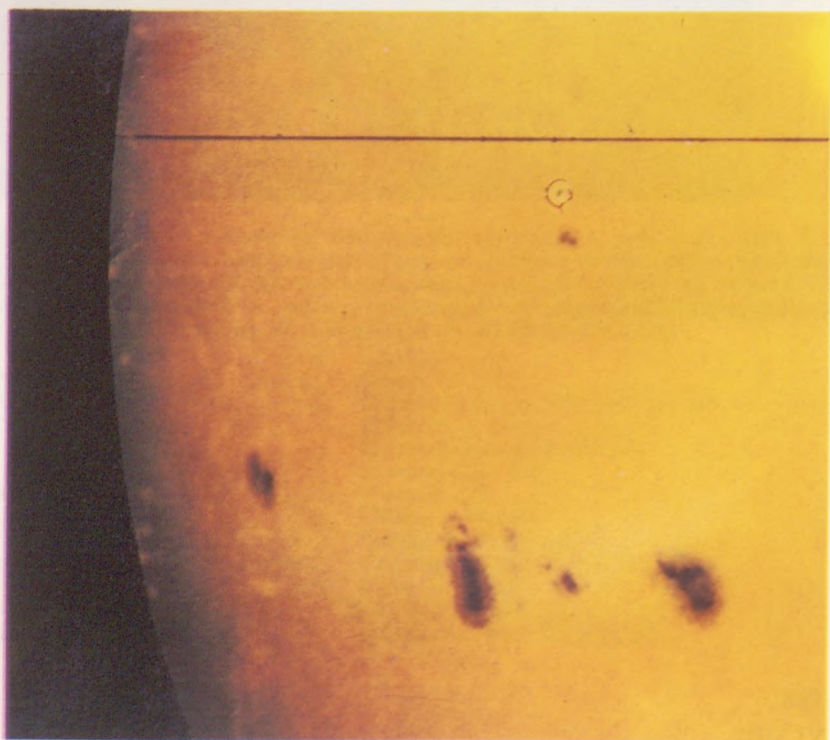
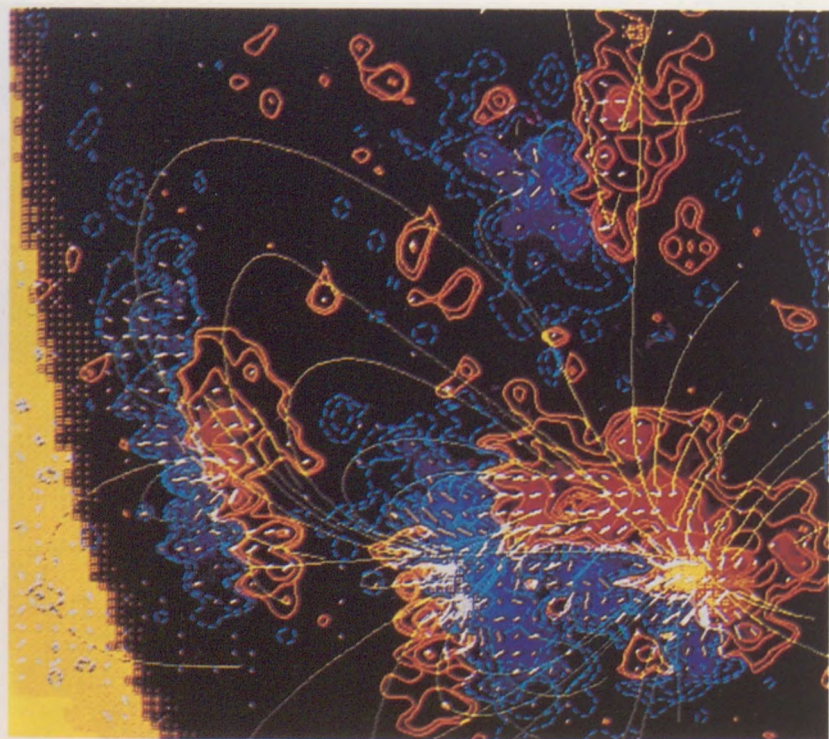


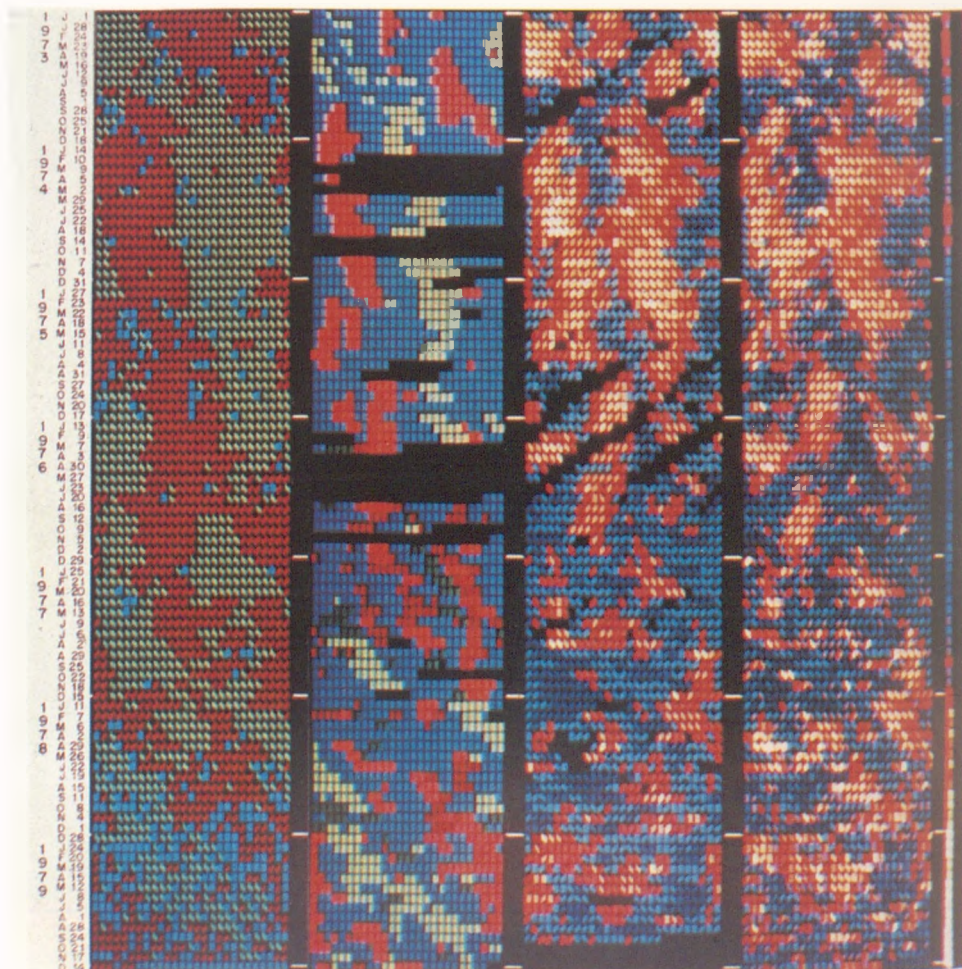
2. V. színes ábra. A Skylab fehér koronográfjával készült koronakép, a napkorona fényességszintjei szerint kiszínezve. A kép felső részén a fotoszféra fényét letakaró korongok tartórúdja vet árnyékot. A bal alsó negyedben egy koronatranziens „buborékja” figyelhető meg



3.2. VI. színes ábra. Egy koronatránziens és okozója a Skylab műszereivel leképezve. A külső fehér koronakép mutatja a tránziens a koronográf felvételén, a takaró korong árnyékának helyére méret-helyesen a spektroheliográffal készült He II-kép lett bemásolva, amelyen látszik a tránziens okozó protuberancia. (NASA-fotó, 1973. aug. 21.)

3.2. VII. színes ábra. A tokiói obszervatórium vektor-magnetográfjával készült vektor-magnetogram (fent) és a vele egyidejű napfoltkép (lent). A magnetogramon piros, ill. kék színnel a látósugárirányú terek vannak jelölve, az egyenlő erősségű terek helyét összekötő vonalakkal. A kék szín jelzi az északi mágneses polaritást. A látósugárra merőleges, transzverzális tereket sárga vonalak jelzik, ezek mutatják a tér irányát, hosszúságuk a transzverzális tér nagyságával arányos. Zöld színnel néhány kiszámított erővonal van feltüntetve, sárga színnel a sötétebb részek (égbolt, napfolt). A két képből már fogalmat alkothatunk az aktív vidék mágneses terének térbeli szerkezetéről. (Magnetogram M. MAKITA szívességéből, foteheliogram MTA CsKI Napfizikai Obszervatóriuma, 1983. okt. 5.)





3.2. VIII. színes ábra. A bolygóközi mágneses tér irányát, a koronalyukak helyzetét, a napszél sebességét, a földmágneses aktivitást és a napfolt-relatívszámot feltüntető diagramsorozat az 1973—79-es évekre. Leolvasható róla, hogy a koronalyukakkal nagyobb sebességű napszélnyalábok, ezekkel pedig nagyobb földmágneses aktivitás van összefüggésben. Az ábra részletes leírását és magyarázatát lásd a szövegben. (N. R. SHEELEY és J. W. HARVEY szívességéből.)

NÉVMUTATÓ

aronson, M. 776
 bakulin, V. K. 107
 balakin, V. K. 198, 231
 bbot, C. G. 338
 dams, J. C. 209, 305, 306
 gekjan, T. A. 177
 ury, Sir G. 306
 itken, D. K. 730
 fvény, H. 325, 347
 llen, C. C. 261
 llen, C. W. 551, 742
 l-Sufi 762, 792
 tena, W. F. 659
 nbarcumjan, V. A. 559
 nes, A. 766
 do, H. 510
 ago, F. 306
 gelander, F. W. A. 593
 isztotelész 346
 mold, V. I. 204
 p. H. C. 656, 703, 727, 787, 801, 808
 gusztus 52

 ade, W. 313, 593, 630, 657, 703, 704, 313, 727
 bcock, H. D. 441, 442
 bcock, H. W. 369
 bin, A. N. XXIX
 hcall, J. N. 673, 715, 716
 iley, S. I. 593
 iunas, S. L. 433
 kowski, C. 809
 nyin, V. G. XXV, XXX
 ppu, M. K. 659
 rnard, E. E. 277, 792
 rnes, J. A. 376
 rtels, J. 397, 398
 yer, J. J. 590
 eker, W. 653, 714
 eklin, E. E. 728, 729, 730
 i, J. 594
 oritzky, D. 151
 ton, M. S. 300
 on, G. S. 213
 rger, A. 208
 uh, S. van den 776, 793, 798, 810, 818, 840,
 843
 sel, F. W. 644
 she, H. A. 457, 593

Bigay, J. 836
 Birkinshaw, M. 776
 Birmingham, J. 593
 Blaauw, A. 654, 655, 734
 Blaeu, W. J. 592
 Blazsko, Sz. N. 593
 Blinnyikov, Sz. I. 488
 Bohlin, K. 222
 Bonneau, D. 310
 Bottlinger, K. F. 670, 703
 Bouvard, A. 305
 Bowen, I. S. 578
 Bradley, J. 88, 101, 644
 Bretagnon, P. 207, 212
 Brouwer, D. 132, 193, 207, 210, 231
 Broucke, R. 172
 Brown, E. W. 215, 217
 Brown, H. 302
 Brown, R. H. 428
 Bruggencate, P. 703
 Brumberg, V. A. 218
 Brunner, W. 373
 Bruns, H. 150, 203
 Burke, B. F. 272
 Burkhardt, G. 208
 Burkhardt, T. M. 123
 Burnham, S. W. 765
 Burton, W. B. 695

 Campbell, W. W. 301
 Cannon, A. 421, 424
 Cannon, R. D. 793
 Carpenter, M. S. 593
 Carrington, R. C. 32, 334, 336, 347, 352, 353
 Cassini J. D. 270
 Cauchy, A. 193
 Celsius, A. 387
 Chandrasekhar, S. 494, 525, 700, 739
 Chapront, J. 218
 Chapront-Touzé, M. 217, 218
 Charlier, C. L. 155
 Chazy, J. 175
 Christy, J. W. 310
 Christy, R. F. 510, 594
 Clemence, G. M. 17, 132, 193, 210
 Clube, S. V. 662
 Coffey, S. L. 230
 Cohen, C. J. 204, 207, 212, 213

- Conti, P. S. 444
 Contopoulos, G. 674, 675, 686, 691, 692
 Corsali, A. 792
 Cowington, A. 381
 Cowley, C. R. 558
 Cox, A. N. 466
 Crawford, D. L. 655
 Cruikshank, D. 307
 Csebotarev, G. A. 193, 222
 Curtis, H. D. 777, 779
- Dahn, C. C. 796
 d'Alembert, J. R. 215
 Danaher, S. 750
 Danby, J. M. A. 123
 D'Arrest, H. L. 792
 Darwin, G. H. 171
 Davies, R. D. 737, 738
 Delaunay, C. E. 184, 215
 Demin, V. G. 155
 Deprit, A. 165, 190, 217
 Deprit-Bartholome, A. 165
 Dicke, R. H. 757
 Dodds, D. 747
 Doroskevics, A. G. 757
 Drake, F. D. 729
 Dreyer, J. L. E. 764, 765
 Dröge, F. 745
- Eckert, W. J. 210, 214, 216, 217
 Eddington, A. S. 499, 501, 503, 504, 593
 Eddy, J. A. 373, 398
 Edlén, B. 360
 Eggen, O. J. 655, 662, 671, 725, 758, 759
 Ekers, R. D. XXXVIII
 Elliott, J. 301, 303
 Emden, R. 485, 488
 Escobal, P. R. 133
 Euler, L. 152, 168, 178, 193, 209, 215
- Fabricius, D. 499, 592
 Fabricius, J. 346
 Felten, J. E. 741
 Fényi Gy. 355
 Fermi, E. 739
 Fichtel, C. E. 745, 746
 Fischer, J. R. 776, 813, 814, 830
 Flammarion, C. 378, 763
 Flamsteed, J. 300
 Ford, V. L. 739, 740
 Fowler, R. H. 422
 Foy, R. 310
 Franklin, F. A. 222
 Franklin, K. L. 272
 Fraunhofer, J. 341
 Fricke, W. 711
 Friedman, H. 742
 Froeschlé, C. 223
 Frost, E. B. 593
- Gaillet, A. 210
 Galilei, G. 241, 249, 277, 280, 306, 334, 346, 347, 373
- Galle, J. G. 209, 306
 Gaposkin, Sz. 794
 Gauss, C. F. 125, 133, 138, 193
 Gautier, A. 388
 Gentil, G. J. Le 792
 Gergely, XIII. 52
 Giacaglia, G. E. O. 224
 Gibson, A. I. 749, 751
 Gillemore, G. 715
 Gingerich, O. 763
 Ginzburg, V. L. 747, 754, 756
 Gooding, R. H. 123
 Goodricke, J. 593
 Gould, R. J. 741
 Greewing, M. 735
 Guerin, P. 285
 Guthnick, P. 593
 Gutzwiller, M. C. 217
- Hagihara, Y. 153
 Hale, G. E. 347, 351, 353, 364, 372, 384
 Hall, A. 267
 Halley, E. 644, 763
 Hammurabi 51
 Hanes, D. A. 776
 Hansen, P. A. 215, 221
 Harding, J. 311
 Haretu, S. C. 202
 Haro, G. 593, 594
 Harrington, R. G. 793
 Harriot, T. 346
 Harris, W. E. 705, 706, 707
 Hartmann, J. F. 576
 Hartwick, F. D. A. 706, 776
 Hartwig, E. 593
 Harwey, J. W. 397, XXIV, XXX, XXXII, XLVIII
 Harzer, P. H. 207
 Haslam, C. G. T. 747, 748
 Havnes, O. 444
 Hawkins, M. R. S. 715, 716
 Hayes, D. S. 300, 306
 Haymes, R. C. 752
 Heidmann, J. 776, 843
 Helmholtz, H. L. F. 333
 Henderson, Th. 644
 Henrard, J. 217, 218
 Herbig, G. H. 593
 Herschel, F. W. 292, 299, 302, 400, 618, 644, 645, 651, 763, 764, 792, 814
 Herschel, J. 387, 764, 815
 Hertzprung, E. 446, 593, 651, 656
 Hevelius, J. 280, 347
 Hewish, A. 594
 Hey, J. S. 381, 394
 Hill, G. W. 161, 171, 163, 193, 210, 215
 Hind, J. R. 593
 Hipparkhosz 100, 214, 405, 588
 Hippelin, H. 306
 Hirayama, K. 209
 Hoag, A. A. 662
 Hodgson, R. 352, 353
 Hoerner, S. von 711

- Hoffmeister, C. 590
 Hogg, H. S. 763
 Hollenbach, D. J. 732, 733
 Holmberg, E. B. 775, 794, 795, 799, 806, 807, 818, 834, 835, 841
 Holwarda, J. F. 592
 Hooke, R. 270, 644
 Hori, G. I. 190, 230, 231
 Horrebow, P. 387
 Hoyle, F. 310, 325, 704, 757
 Hubbard, E. C. 212
 Hubble, E. P. 767, 775, 777—781, 784, 810, 815, 833, 841
 Hulst, H. van de 579
 Humason, M. L. S. 310, 703, 775
 Humboldt, A. v. 347, 387
 Humphreys, R. M. 693
 Huygens, C. 280, 288

 Ibsen, M. R. 747

 Jacobi, C. G. J. 175
 Jeans, J. H. 685, 686, 803
 Johnson, W. N. 752
 Jones, B. 730
 Jones, K. G. 763
 Julius Caesar 51
 Jupp, A. H. 230

 Kaplan, Sz. (S.) A. 578, 580
 Kapteyn, J. C. 618, 624
 Karpinskij, V. N. XVII, XIX, XXII
 Kaula, W. M. 226
 Keeler, J. E. 767
 Keenan, P. C. 423, 453, 454
 Keil, K. 262
 Kellermann, K. I. 731
 Kellman, E. 453
 Kempf, P. 593
 Kennicutt, Jr. R. C. 776
 Kepler, J. 37, 118, 122, 412, 602, 612, 649
 Kerr, F. J. 691
 Kinman, T. D. 708, 710, 712, 724
 Kinoshita, H. 204, 213
 Kivana, M. XXXII
 Knežević, Z. 207
 Kniffen, D. A. 745, 746
 Koebkenbergh, A. 373
 Kolmogorov, A. N. 204
 Kovács, G. 511
 Kowal, C. T. 793
 Kozai, Y. 231
 Kraft, R. P. 594, 656, 661
 Krat, V. A. XX
 Kron, R. G. 593, 716
 Kuiper, G. P. 325
 Kulikov, K. A. 19, 56, 108

 Kuyper, J. H. 732, 733, 752
 Langrange, J. L. 152, 175, 180, 207, 297
 Landolt, A. 594
 Laplace, P. S. 192, 201, 207, 215
 Larson, R. B. 758

 Leavitt, H. S. 593, 655
 Lecar, M. 222
 Ledoux, P. 499
 Leighton, R. B. 594
 Lequeux, J. 729
 Leverrier, U. J. 192, 207, 209, 210, 306
 Lin, C. C. 697, 698, 701
 Lindblad, B. 316, 686, 697, 698
 Lingenfelter, R. E. 753
 Lovell, B. 594
 Lowell, P. 212, 300, 309
 Lundmark, K. 767
 Lunine, J. I. 291
 Lynden-Bell, D. 725, 758, 579, 776, 811
 Lynds, C. R. 740
 Lyot, B. 332, 353

 Mairan, J. 387
 Makita, M. XLVI
 Malmquist, G. 625, 629
 Marik M. 574
 Marochnik, M. S. 701
 Martres, M. J. XXX, XXXII
 Maskelyne, N. 300
 Mathewson, D. S. 739, 740
 Maury, A. 421
 Maxwell, J. C. 250
 Mayall, N. U. 847
 Mayaud, P. N. 390
 Mayer-Hasselwander, H. A. 748
 Mayer, T. 300
 McIntosh, P. 348, 350
 McNally, D. 439
 Meffroy, J. 202
 Merrill, P. W. 593
 Message, P. J. 202
 Messier, Ch. 763, 792, 794
 Méchain, P. F. A. 794
 Michelson, A. A. 426
 Michalas, D. 525
 Milani, A. 231
 Miller, J. S. 594
 Mills, B. Y. 735, 736, 739
 Milne, E. A. 472
 Montanari, O. 592
 Morgan W. W. 453, 454, 727, 790, 830, 847
 Morrison, F. F. 796
 Moser, J. 204
 Mould, J. 776
 Moulton, F. R. 130, 171
 Müller, G. 593
 Münch, G. 306, 734

 Neugebauer, G. 594, 728, 729, 730
 Newcomb, S. 38, 101, 210, 215
 Newhall, X. X. 211
 Newton, I. 34, 111, 118, 215
 Nilson, P. 769

 Odell, A. W. 123
 O'Dell, C. R. 724
 Ogorodnyikov, K. F. 686
 Öhman, Y. 353

- Olbers, W. 311
 Olj, A. I. 378
 Ollongren, A. 686
 Oort, J. H. 316, 650, 662, 670, 673, 676, 677,
 679, 686, 696, 702, 703, 709, 713, 730, 734,
 758
 Osaki, Y. 510
 Ovidius 346

 Page, T. L. 796, 799
 Parenago, P. P. 714
 Parijszkij, J. N. 729
 Pease, F. G. 426
 Peebles, P. J. E. 757, 776
 Peimbert, M. 724
 Penman, J. M. 730
 Perek, L. 715
 Petrovskaja, M. 195
 Pfeleiderer, J. 804
 Piazzzi, G. 311
 Pickering, E. C. H. 421, 593
 Pickering, W. H. 212, 309
 Pigott, E. 593
 Pickelner, Sz. B. 578, 580
 Plaut, L. 662
 Pogson, N. R. 405
 Poincaré, H. 150, 170, 171, 200, 203
 Poisson, S. D. 202, 215
 Pólya Gy. 795
 Prager, R. 593
 Preston, G. W. 594
 Priester, W. 745
 Ptolemaiosz 215, 588

 Rabe, E. 173
 Radau, R. 215
 Ramaty, R. 753
 Rayet, G. A. P. 593
 Reaves, G. R. 792
 Reid, N. 715
 Richter, O. G. 814
 Riegler, G. R. 752
 Ritter, A. A. 499
 Ritter, J. 593
 Ritz, W. 509
 Roberts, I. 777
 Römer, O. 644
 Rosseland, S. 499
 Rosse, lord W. P. 777, 794
 Ross, F. 210
 Rostás S. 353, XXIII
 Rougoor, G. W. 696
 Routh, E. J. 167
 Russell, H. N. 446, 593, 651

 Saar, E. 757
 Sabine, E. 387, 388
 Sagan, C. 270
 Saha, M. 422
 Sajn, C. A. 272
 Sakura, Ny. I. 488
 Sandage, A. R. 656, 703, 725, 758, 759, 775, 776,
 784, 785, 786

 Sandarin, S. F. 757
 Sanders, P. XXXIX
 Sanders, R. H. 730
 Saraf, S. G. 198, 210
 Sargent, A. I. 789
 Sargent, H. H. 376
 Scaliger, J. J. 53, 589
 Scheifele, G. 170
 Scheiner, Ch. 334, 346, 347
 Schmidt, D. S. 217
 Schmidt, M. 656, 661, 672, 674, 675, 679, 691,
 692, 701
 Schmidt, O. Ju. 324
 Scholl, H. 223
 Schove, D. J. 398
 Schuster, H. E. 793
 Schwabe, H. 346, 347, 387, 388
 Schwarzschild, M. 509, 703, 704
 Sconzo, P. 130
 Seares, F. H. 365, 703
 Secchi, A. 421, 593
 Sérsic, J. L. 818
 Seyfert, C. K. 809
 Shane, C. D. 767
 Shapley, H. 593, 638, 703, 706, 766, 792, 793,
 815
 Sheeley, N. R. 397, XVIII, XXXI, XLI, XLVIII
 Shibahashi, H. 510
 Shoemaker, G. 295
 Shubart, J. 222
 Siedentopf, H. 804
 Silk, J. 745
 Sirovatski, S. I. 754, 756
 Sitter, W. de 218
 Sklovskij, J. Sz. (S.) 579, 582, 735
 Slipher, V. M. 300, 301, 309
 Smith, F. G. 272
 Smith, G. R. 123
 Smyth, Ch. P. 794
 Soneira, R. M. 673, 715, 716
 Spite, F. 726
 Spite, M. 726
 Spitzer, L. 574
 Standaert, D. 218
 Stebbins, J. 703
 Stenning, M. 776
 Steward, D. 792
 Stiefel, E. L. 170
 Strobel, G. Cayrel de 725
 Strömgren, B. 674, 675, 686, 691, 692
 Strömgren, E. 171, 315
 Struve, G. 218
 Struve, H. 218
 Struve, W. 644
 Sulentic, J. 769
 Sundman, K. F. 150, 151, 168
 Swift, L. 792
 Sykora, J. XXVII, XXX
 Szabados L. 510
 Szebehely, V. 154, 164, 170, 175, 177
 Szkomarovskij, V. J. XV
 Szonigerész 51
 Sztjepanjan, A. A. 749

bor, J. E. 466
bmann, G. A. 656, 694, 776
pulatov, N. 805
soul, J. L. 439
rile, R. 307
eophrastos 346
ft, W. G. 769
sley, B. M. 758
dd, J. 309
nbaugh, C. W. 212, 309
omre, A. 805
omre, J. 805
wnes, C. H. 732, 733
fton, M. 301
mpler, R. J. 638, 703
on, P. V. 376
ly, R. B. 776, 813, 814, 830
ss, R. Q. 428
ho Brahe 215, 592, 602

no, W. 510
öld, A. 469, 721

couleurs, A. de 768
couleurs, G. de 767, 775, 776, 781, 783, 791,
801, 816, 820, 823, 825, 830
ilius 346
i, J. P. 230
anathan, V. 776
yymirskij, B. K. 750
st, N. 654
oncov-Veljaminov, B. A. 768, 801

Wachmann, A. A. 593
Waldmeier, M. 373, 378
Walker, M. F. 594
Weizsäcker, C. F. 325, 493, 758
Wesselink, A. J. 593
Whitford, A. E. 703
Wielen, R. 695
Williams, J. G. 213
Wilson, A. G. 792, 793
Wilson, O. C. 659
Wilson, R. E. 709
Wirtanen, C. A. 767
Woerkom, J. van 207
Wolfer, A. 373
Wolf, M. 765, 766, 792, 815
Wolf, R. 347, 372, 373, 384, 388, 389, 593
Wood, F. B. 593
Woolard, E. W. 17
Wooley, P. 661
Wright, K. O. 532

Yabushita, S. 805
Yallop, B. D. 380

Zagrebin, D. B. 88
Zeeman, P. 364, 440
Zeipel, H. 190
Zeldovics, Ja. B. 488
Zirin, H. 734
Zöllner, J. K. 405
Zsevakin, Sz. (S.) A. 509, 594
Zwicky, F. 593, 764, 767, 789, 792, 807, 810,
815, 835, 841

TÁRGYMUTATÓ

- arráció 78, 88, 644
egyszerű elmélete 88
évi 89, 91
évszázados 89
hatása egy szférikus hely koordinátáira 89
napi 89, 90
abszolút magnitúdó 408
torpciós koeficiens 513
Pallas 313
Achilles 167
atmoszferikus hőmérséklet-gradiens 471
Antares 600
Antaris 312
Antares csillagok 609
Antares 313
Antares memnon 313
Antares 313
Antares Montes 250
Antares 321
Antares hosszúság 359
Antares vidékek 352, 357
Antares 20
Antares Patera 264, 265
Antares-hullámok 369, 371
Antares 429, 430, 592, 593, 614
Antares-paradoxon 614
Antares-típusú csillagok 429, 431, 432, 434
Antares Alinda 223
Antares 28
Antares elvillanás 322
Antares 322
Antares dátumválasztó vonal 49
Antares katarát 21
Antares Regio 251, 252
Antares 241, 243
Antares kulmináció 25
Antares háromtest-probléma 173
Antares Katalógus 764
Antares Új 764
Antares thea 274, 277, 279, 280
Antares arcumjan-féle elképzelés 559
Antares csillagok 445, 610
Antares 312
Antares-csoport 313
Antares folytatás módszere 171
Antares 313
Antares medea galaxis 630
Andromeda-csoport 794, 807
Andromeda extragalaxis 410
Andromeda-köd 703, 728, 730, 758, 763, 777,
794, 796, 807, 810, 811, 814
Andromedida hullócsillag 320
Andromedidák 318
Andromedida meteorraj 320
anomália, excentrikus 121
—, közép- 123
—, valódi 117
anomális kémiai eloszlású csillagok 445
— vörösetlódás 809
— Zeeman-effektus 364
anomalisztikus év 53
— hónap 54, 217
anortozitos réteg 243
antapex 665
Antiochus 313
anyagfelhők 733
Ap csillagok 444, 445, 593, 610
Apenninek 241
apex 665
aphélium 119
apocentrum 119
apogeum 119
Apollinaris VI
Apollo 312
Apollo-csoport 313
 η Aquilae 593
áramlási egyenlet 515
— — közepelt megoldása 519
Arecibo III
Arend—Roland-üstökös XIII, XIV
Argyre 263
Ariel 303
Arisztüllosz-féle katalógus 100
ARMA-modell 376, 378, 379
Arsia Mons 264
Ascraeus Mons 264
Asgaard 279
Astraea 311
aszterizmus 763
aszterioda 312
asztrometrikai kettősök 611
átmeneti populációs csillagok 760
— tartomány 267
atomidő 45

- atommásodperc 45
 atomórák 45
 Avogadro-féle szám 543
 azimut 21
- Baade-féle osztályozás 630
 Baade-üstökös 316
 Babcock-féle dinamó 370
 Bach kettőskráter II
 Balmer-sorozat 331, 341, 344, 354, 422, 529, 530, 578, 846
 Bamberg 210
 baricentrikus koordináta-rendszer 19
 Barnard-csillagok 664
 Bartels-diagram 397
 bázis 93
 Backer-féle háromszín-fotometriai távolság-meghatározási eljárás 653, 654, 662
 Be csillagok 609, 693
 befagyási törvény (tétel) 333, 368
 Bereniké haja 814
 Bessel-függvény 131
 Beta Regio 251, 252
 Betulia 312
 Biela-üstökös 318, 320
 bipoláris csoport 348
 Birkhoff-féle sejtés 176
 — transzformáció 170
 Blaauw-féle nullakorú fősorozat 654, 655, 656
 Blazsko-effektus 593, 598
 — periódus 598
 BL Herculis (BL Her) típusú változócsillagok 594, 597
 bolida 319
 bolidajelenség 319
 bolometrikus korrekció 408
 — magnitúdó 408
 Boltzmann-egyenlet 420, 446, 467, 648, 529, 548
 — eloszlás 344, 481
 — féle konstans 344, 420, 466, 491, 527, 529, 548, 560
 — statisztika 491
 bolygómozgások Lagrange-féle egyenletei, lásd: Lagrange-egyenletek
 Bottlinger-diagram 670, 671, 717, 718
 BQ [] csillagok 709
 Braun-féle Hold-elmélet 43
 Brookes—2 üstökös 315
 Brouwer-féle eredmények 207
 Brown—Brouwer-féle táblázatok 196
 Brown-elmélet 217
 Brown-féle empirikus tag 217
 Brown-féle táblázatok 215, 216, 217
 Brown—Twiss-féle intenzitás-interferométer 428
 BTI-módszer 428
 B típusú csillagok 559, 713
 Burrau-transzformáció 170
 BY Draconis (BY Dra) típusú foltos csillagok 607
 BY Dra 444
- Callisto 279, 289, 290, X
 Caloris-medence 248, II
 Caloris Mintázat 248
 Caloris Montes 248
 Calypso 288, 298, 299
 Camelopardalis 816
 Canes Venatici I 816
 Canis Maior 696
 β Canis Maioris 599
 Carina 693, 694, 746
 Carrington-féle heliografikus koordináta-rendszer 334, 336
 Carson-féle opacitás 655
 — — táblázatok 466
 Cas A 742
 Cassini-rés 284, 285, 287
 Cassiopeia 592, 821
 Cassiopeia A 583, 584
 Cauchy-féle alaptétel 151
 cefeida parallaxis 410, 771
 Cen A 818
 ω Cen 724
 α Centauri 644
 ω Centauri 634
 Centaurus 634
 Centaurus A 737
 centrális maradékintenzitás 533
 centrálmeridián 33
 β Cephei 590, 593
 β Cephei (β Canis Maioris) típusú változócsillagok 595, 599, 607
 δ Cephei 410, 630, 639
 Cepheus OB3 654
 Ceres 133, 211, 311, 313, 314
 o Ceti (Mira) 499
 Chandrasekhar-féle határ 494, 567
 Charon 310, 311
 Chazy-féle osztályozás 175
 Chiron 312
 Christy-féle pulzációelmélet 510
 Chryste Planitia 258, 265, VII
 Ciolkovszkij-kráter I
 cirkumpoláris csillagok 25
 Clube-féle abszolút magnitúdó 662
 CNO csillagok 609
 Coma 765, 815
 Coma Berenices 769
 Coma I 819, 821
 Compton-effektus 743, 744
 — hullámhossz 567
 — sugárzás 743
 — —, inverz 745
 Coriolis-erők 302
 Coronis 209
 CP csillagok 610
 β CrB 442
 Cserenkov-sugárzás 749
 csillagáram-parallaxis 649
 csillagászati egység (CSE) 96, 125
 — háromszög 60
 — hosszúság 17
 — refrakció 79
 — szélesség 17
 — szürkület 74
 csillag fotoszférája 511

- illagidő 35
- illagkép 28
- illagközi poranyag eloszlása 572
- illagnap 35
- illagok 404
 - fényének intersztelláris polarizációja 573
 - kétdimenziós spektrálklasszifikációja (MK-rendszer) 453
 - térbeli eloszlása 619
- illagórák 36
- illagpopulációk 451, 703
- illagszél 733
- illapítási tényező 537
- ismóvonal 115
- íva 317
- íva vagy „ellenkar” (galaxisé) 802
- CVn 442, 443
- Cyg 572
- I Cygni 644
- Cygnus 696, 754
- Cygnus X—1 (V1357 Cyg) 594
- Cygnus X—3 750
-
- Alembert-féle sorfejtés 192
- atomválasztó vonal, álló 49
 - —, mozgó 49
- Aimos 268, VIII
- inklináció 23, 27
- inklinációs körök 24
- inkretális idő 48
- Inoué-féle alapargumentumok 216
 - Hold-elmélet 190
 - kanonikus változók 184
 - módszer 190
- Inzelen 25
- Inzeli póluspont 20
- Inzeb 572
- Inrekszögű gömbháromszög 57
- Inscartes-féle előjelszabály 153
- Inscartes-fennsík 241
- Invaucouleurs-féle osztályozási rendszer 781, 782, 783
- Inerenciális korrekciók módszere 144
- Inrotáció 336
- Inűz köd 576
- Inamikai lokális standard nyugalmi pont 666, 667, 668, 679, 681, 692
- Inamikus idő 46
- Inamikus parallaxis 415
 - módszer 650
- Inamóelmélet 369
- Inamedes 313
- Inone 201, 219, 220, 283, 294, 295, 298, 299
- Inortorziós hullám 608
- Inpppler-effektus 300, 306, 431, 434, 436, 437, 438, 544—547, 552, 580, 612, 665, 777, 808, 809
- Ineltolódás 336, 341, 345, 351, 368, 434, 543, 717, 730, 809, XVII
- Inféle képlet 581
- Inkiszélesedés 420, 545, 552, 733
- Inkompenzátor 368
- Inmag 547, 548, 553, 554
- — mérések 246
- InDQ Her (Nova Her 1934) 594
- Indrakonikus hónap 54, 217
-
- Eddington-féle pulzációelmélet 499, 510
- Inefemerisz idő 42, 216
 - — másodperc 42
 - — meridián 43
 - — nap 43
- Ineffektív hőmérséklet (Napé) 338
- InEggen-féle nullakorú fősorozat 655, 656
- Inéggömb 19
- Inégi egyenlítő síkja 23
 - — mechanikai egységrendszer 412
 - — meridián 20
 - — — síkja 20
- Inegycentrum-probléma 113
- Inegyedül álló galaxisok 787
 - — — gyorsan forgó csillagok 436
- Inegyenlítő (ekvátor) 23
- Inegyenlítő délpontja 23
 - — északpontja 23
- Inegyenlítői koordináta-rendszer 20
 - — talppont 23
- Inegyenlítő síkja 16
 - — —, égi 23
- Inegyensúlyi megoldások 152, 158, 176
- Inegység sugarú gömb 54
- InEinstein-féle relativitáselmélet 210, 459
- Inekliptika 26, 30
 - — antipólusa 30
 - — pólusa 30
 - — síkja 26, 30
- Inekliptikai hosszúság 30
 - — koordináta-rendszer 20, 30, 100
 - — szélesség 30
- Inekvátor 23
- Inekvivalens szélesség 342
- Inelektronhőmérséklet 420
- Inellencsóva 318
- Inellipszoidális kettősök 611
 - — változócsillagok 607
- Inelliptikus galaxisok 774, 777, 778, 780
 - — korlátozott háromtest-probléma 155
 - — tagok 214
- Inelsődleges kozmikus sugárzás 394
- Inelső egyenlítői (ekvatoriális) koordináta-rendszer 23
 - — kozmikus sebesség 125
 - — vertikális 21
- Inelszökés 175
- InElysium 264, 266
- InEmden-egyenlet 487, 488
- Inempirikus tömeg—fényesség reláció 414
- InEnceladus 201, 219, 220, 288, 293, 294
- InEnceladus-pálya 288, 294
- InEncke-féle rés 284, 287
- InEncke-üstökös 316
- Inenergetikai egyensúly 515
- Inenergiaintegrál 150, 174, 685
- Inenergiaiprodukción 457
- Inepiciklikus mozgás 681
- InEpimetheus 298

γ Equ 442
 érintési pont módszer 690
 érintkező (kontakt) rendszerek 615
 erőmentes terek 372
 Eros 312, 313, 314
 erős He-csillagok 609
 eruptív változók 591, 771
 északi póluspont 20
 Euler-egyenlet 699
 Europa 201, 219, 278, 279, X
 év, anomalisztikus 53
 —, fogyatkozási 54
 —, sziderikus 53
 —, tropikus 53
 Evershed-effektus 351, 352
 evekció 215
 évi aberráció 89, 91
 — — állandója
 — egyenletlenség 215
 — parallaxis 94, 96, 99, 644
 — — szöge 97
 — precessziós konstansok 106
 évszázados aberráció 89
 excentrikus anomália 121
 — dipólus 389
 exoszféra 255
 explozió 175
 extragalaktikus fényudvar 803
 extragalaktikus távolságmérés 770
 — —; fotometriai módszer 770, 771
 — —; geometriai eljárás 770, 772
 extragalaxis (galaxis) 762
 extragalaxis-minta 811
 extragalaxisok Hubble-féle típusai 778
 extrém kompakt rendszerek 789

 Fabry-eljárás 836
 fáklyák 357
 —, kromoszférikus 357, 358
 Faraday-rotáció 737, 738
 fázisösszeg 469
 fedési kettőscsillagok 428, 429, 434, 591, 611
 fedési változók 658
 fehér éjszaka 75
 fehér fler 353
 fehér törpecsillag 447, 567
 fejlettségi állapot 830
 fekete lyuk 568, 732
 fekete törpe 404, 567
 fékeződési pont 319
 félig szabályos változócsillagok 599
 felső kulmináció 25
 felszálló csomó 114
 fémcillagok 424
 Fényes Galaxisok Referencia Katalógusa 768, 769
 fényes szuperóriások 771
 fénylő anyaghid (galaxisé) 802
 Fermi—Bethe-formula 580
 Fermi—Dirac-statisztika 491
 Fermi-energia 567
 Fermi-statisztika 481
 FG Sagittae (FG Sge) 589

Fiktív Egyenlítői Középnap 38
 Fiktív Ekliptikai Középnap 38
 filamentum 356
 fizikai változócsillagok 591
 FK Comae csillagok 608
 flash-spektrum 339
 fler 354
 flercsillagok 600
 Fletcher-féle táblázatok 196
 flickering 604
 Fm csillagok 610
 főág 446
 fogyatkozási év 54
 főkörök 54
 földfelszíni refrakció 79
 Föld középpólusa 18
 földrajzi hosszúság 16, 78
 — szélesség 16, 75, 76
 foltos csillagok 591
 Forbush-jelenség (-csökkenés) 397, 398
 forgási ellipszoid 15
 Fornax I 832
 Fornax rendszer 810
 forrásfüggvény 517
 forró folt 603
 főszorozatbeli csillagok 446
 fotoelektromos fotometria 407
 — magnitúdó 406
 fotografikus fotometria 407
 — magnitúdó 406
 fotométer 405
 fotometriai módszer (extragalaktikus távolsági mérésre) 770, 771
 fotoszféra 328, 330
 Fourier-sor 192, 195, 216, 376
 fővonalak 584
 Fowler—Milne-féle elmélet 529
 Franklin—Adams-féle térkép 780
 Fraunhofer-vonalak 339, 354, 359, 360, 421, 436, 438, 558, 846
 Freyja Montes 250
 fundamentális csillagok 663
 FU Orionis 593, 601

 gabbró 243
 Gaea 280
 galaktikai egyenlítő 31
 galaktikai hosszúság, új 31
 — —, régi 31
 galaktikai koordináta-rendszer 20
 galaktikai koordináta-rendszer, régi 31
 — —, új 31
 galaktikai szélesség 31
 — —, új 31
 galaktikus gerinc 738
 — köd 765
 galaktocentrikus koordináta-rendszer 19
 galaxis 617, 756
 —, szabálytalan 772, 774
 Galaxis centrális vidékének szerkezete 696
 galaxiscsoport 815, 823
 Galaxis és galaxishalmaz katalógus 767
 galaxisfelhők 827

- alaxishalmaz 756, 816, 827, 829
 alaxis meridiánvizsgálatok főbb eredményei 696
 alaxisok Lokális Szuperhalmaza (GLSz) 820, 821, 822
 alaxisok Morfológiai Katalógusa 768
 alaxisraj 815
 alaxis (Tejútrendszer) 617
 alilei-féle holdak 274, 275, 277, 278, 279
 anymede 201, 219, 278, 279, 289, 290, X, XI
 aüss-egyenletek 138, 141, 142
 aüss-eloszlás 734
 aüss-eloszlású véletlenszám-sorozat 378
 aüss-féle gravitációs állandó 112, 125, 158, 205
 aüss-görbe 841
 aüss-módszer 133
 aocentrikus koordináta-rendszer 19
 aocentrikus szélesség 17
 aographos 314
 aoid 15
 aodéziai hosszúság 17
 szélesség 17
 aoidunduláció 15
 aomágneses „crochet” 389
 aometriai eljárás (extragalaktikus távolságmérésre) 770, 772
 aometriai változócsillagok 591
 aobális regularizáció 170
 aobulák 573
 aombhalmazok 447, 632, 704, 771
 egyedsűrűsége 632
 HRD-je 634
 integrált színindexe 634
 szinképtípusa 634
 intersztelláris anyag 635
 kémiai összetétele 634
 kora és élettartama 636
 lineáris átmérője 633
 osztályozása 633
 összfényessége 634
 szín—fényesség diagramja 450
 tömege 632
 aombháromszög 54
 aombháromszögleten formuláinak differenciális alakja 58
 koszínusztétele 55
 szinusztétele 56
 aold-öv 696, 697, 746
 aolunduláció 328, 347
 aonwichi középmeridián 18
 aogorián naptár 52
 aonge He-csillagok 609
 aorsan mozgó csillagok 665, 670
- halo—II populáció 632
 Hamilton-féle rendszerek 204
 Hamilton-függvény 185, 186, 189, 190
 Hamilton—Jacobi-féle parciális differenciálegyenlet 185, 186, 187
 Hansen-elmélet 215
 Hansen-féle táblázatok 215
 Hansen-módszer 193
 háromtest-probléma 149
 —, általános 173
 —, korlátozott 154
 Hardward-féle spektrálklasszifikáció 421
 Hebes Chasma 265
 He-csillagok
 — —, erős 609
 — —, gyenge 609
 — —, változó 609
 Hecuba 171
 108 Hecuba 223
 Hecuba-zóna 223
 Heisenberg-féle határozatlansági reláció 541
 Hektor 313
 Hekuba-rés 313
 522 Helga 222
 heliocentrikus koordináta-rendszer 19
 heliografikus ekliptika 32
 — hosszúság 33
 — koordináták 32
 — meridián 32
 — szélesség 32
 héliumcsillagok 445
 Hellas 263, 264
 helyi idő 36, 40
 Henry Draper-féle katalógus 422, 424
 Herbig-féle Ae/Be csillagok 609
 Hercules 438, 439
 Herkules 645
 Hermes 312
 Herschel-kráter 293
 Hertzsprung—Russell-diagram (HRD) 415, 424, 425, 446, 447, 448, 451, 453, 456, 457, 459, 462, 485, 561, 562, 564, 565, 566, 593, 594, 595, 597, 600, 610, 630, 634, 638, 639, 649, 651, 652, 658, 704, 705, 706, 720, 727, 771
 Hertzsprung-úr 634, 639
 Hestia 171, 222
 46 Hestia 223
 Hestia-rés 313
 Hestia-zóna 223
 hét 51
 Hidalgo 312
 153 Hilda 222
 Hilda-csoport 171, 222, 223, 313,
 Hilda-típusú kisbolygók 222
 Hild-féle Hold-elmélet 171
 Hill—Brown-féle elmélet 216
 Hill-féle elmélet 210
 — — stabilitás 163, 164
 — — variációs pálya 171
 — görbék 161
 hiperbolikus-elliptikus mozgás 175
 hiperbolikus mozgás 175
 hiperbolikus-parabolikus mozgás 175

hipercsillag 617
 hiperóriások 599
 Hipparkhosz-féle fényrend 405
 hiszterézis 574
 Hold ekliptikai hosszúságának fluktuációja 43
 holdfedések 431
 homografikus mozgások 153
 homotetikus mozgás 153
 hónap, anomalisztikus 54
 —, drakonikus 54
 —, sziderikus 54
 —, szinodikus 51, 54
 —, tropikus 54
 Hori—Lie-féle elmélet 190
 — — — — Deprit-féle módosítása 190
 — — — kanonikus perturbációszámítási módszer 202
 horizont 20, 21
 — sikja 20
 —, természetes 21
 horizontális ág 451
 — depresszió 73
 — koordináta-rendszer 20
 — napi parallaxis szöge 94
 — talppont 21
 Horrebow—Talcott-féle eljárás 77
 hosszú periódusú nutációs tagok 108
 hosszúsági kör 16
 hosszúsági libráció 240
 Hoyle-féle elmélet 325, 326
 Hubble-állandó 775, 776, 777, 840
 — atlasz 784
 — féle morfológiai típusok 767, 784, 787
 — — rendszer első módosítása 784, 785
 — — — finomítása 782
 — — — második módosítása 785, 786
 Hubble—Humason-törvény 775
 Hubble-törvény 707, 809, 833, 847
 hullámok csoportsebessége 702
 hurokprotuberancia-rendszer 353, 357
 Hyadok 406, 637, 638, 642, 648, 649, 654, 655, 659, 720
 Hyperion 201, 219, 220, 296
 H II-zónák 576

Iapetus 296, 297, 302
 Icarus 321, 314
 időegyenlet 41
 919 Ilsebill 312
 impulzusmomentum-integrál 150, 174
 Index Katalógus 765
 — —, Második 765
 individuális galaxis 833
 inerciadő 34
 instabilitási sáv 594
 instabil librációs pont 165
 instrumentális polarizáció 368
 intenzitás-interferometria 428
 interferometrikus sugármérés 426
 intergalaktikus anyag 770
 — nyúlvány 803
 intersztelláris elvörösödés 571
 — molekulák 582, 587

— por fizikai és kémiai tulajdonságai 575
 inverz β -bomlás 567
 inverz Compton-effektus 745
 — — röntgensugárzás 744
 — — szórás 744
 — P Cygni profil 600
 Io 201, 219, 273, 274, 275, 277, 283, IX
 ion 344
 ioncsóva 317
 ionhőmérséklet 420
 ionizáció 344
 ionizációs front 578
 — potenciál 344
 ionopauza 253
 Io-pálya 275
 ionoszféra 390
 Iris 210
 irreguláris erők 671
 — (szabálytalan) galaxisok 777
 Ithaca Chasma 294, XIII
 izolált galaxisok 832
 izotrop sugárzás 513

Jacobi-determináns 182
 — féle helyvektorok 17
 — — koordináták 173, 174
 — integrál 157, 158, 161, 169, 170
 — konstans 157, 160, 161, 162, 170, 171
 — tétel 185, 189, 190
 Jansky [Jy] 273
 Janus 298
 Jeans-tömeg 758
 Johnson-féle kék színtartomány 838
 — — UBV-fotometriai rendszer 407, 652
 Julián Dátum 52, 53
 — —, Módosított 53
 Julián Évszázad 38, 53
 Julián-naptár 51
 Juno 311

kalciumparallaxis 659
 KAM-elmélet 204
 kanonikus állandók 185
 — egyenletek 184
 — transzformáció 189
 kanyon (szurdokvölgy) rendszer 265
 kaotikus síkság 265
 kappá-effektus 510
 kaptációs elméletek 324
 Kárpátok 241
 kataklizmikus változók 591
 Kaukázus 241
 Keeler-rés 284, 287
 Kemence 815
 Kepler-egyenlet 122, 123, 131, 132, 140, 143
 Kepler első törvénye 118, 412
 — második — 121, 139
 — harmadik — 122, 157, 612
 Kepler-féle konstans 691
 — — mozgás 133, 135, 144, 152, 214
 — — pálya 144, 148, 230, 275, 325
 — — pályaelemek 204
 — törvény 411

- keringő mozgás 176
 keskeny gömbháromszögek 58
 késői típusú csillagok 424
 kétcentrum-probléma 155
 két oldalról izotrop sugárzás 520
 kétparaméteres spektrálklasszifikáció 561
 kéttest-probléma 111
 —, perturbált 155, 177
 kettős leképzés 332
 kezdeti meridián 16
 kidobás 176
 kiindulási irány 20
 kinematikai lokális standard nyugalmi pont 666, 668
 Kirchhoff-féle törvény 517
 Kirkwood-féle zónák 221, 223
 kisbolygó (planetoida, aszteroida) 312
 kisbolygók saját pályaelemei 209
 kísérő (szatellita) 810
 kísérővonalak 584
 Kis Magellán Felhő 656, 758, 763, 794
 kiterjedt légi záporok 749
 klasszikus cefeidák 595
 kóma 315, 317
 kompakt galaxisok 789
 — —, extrém 789
 — —, mérsékelten 789
 — —, nagyon 789
 komplex törésmutató 534
 kondrit 321
 konkrét időrendszerek 34
 kontakt (érintkező) rendszerek 615
 konvektív instabilitás 472
 — stabilitás 472
 koordinált világidő, UTC 46
 Kopernikusz-kráter 242, 245, 248, I
 koppenhágai probléma 171
 korai típusú csillagok 424
 korlátozott háromtest-probléma 154, 155
 — — —, elliptikus 155
 koronalyukak 362
 koronatránziensek 364
 korong 617, 702
 korong—II. populáció 632
 koronium 360
 koronográf 332, 359
 körüljárás irány 20
 körüljáró pálya meghatározása 133
 körépanómia 123
 közép csillagidő 36
 közép-egyenlítő 102
 — ekvátorpólus 102
 közepes hosszúság 18
 — szélesség 18
 közepes—II. populáció 632
 közép-európai zónaidő 48
 középmozgás 122
 középnap 40, 50
 közép szoláris idő 38, 40
 közép tavaszpont 36
 közjáték 176
 kozmikus elemgyakoriság 445
 kozmikus sebesség, első, 125
 — —, második 125
 Kramers-formula 466
 KREEP 242
 kritikus inklináció 228
 kromoszféra 330
 kromoszférikus fátylák 357, 358
 kulmináció 25
 —, alsó 25
 —, felső 25
 Kustaaheimo—Stiefel-transzformáció 169
 kvazárok 404
 Lagrange-egyenletek 183, 184, 190—193, 199, 201—205, 207, 212, 218, 226—230
 Lagrange-féle egyenlő oldalú háromszögmegoldás 153
 — — megoldások 152, 153, 154, 159, 166, 167, 176
 — — pályaelemek 204
 — — zárójeles kifejezések 181, 182
 — függvény 186
 — hold 298, 299
 — pontok 159, 603
 Lagrange módszere 180
 Lagrange—Jacobi-egyenlet 175
 Landau-nívók 751
 Landé-faktor 364, 441
 Laplace-együtthatók 195, 196, 198, 205
 — féle operátor 486
 — határ 131
 — integrál 113, 118, 206
 Laplace—Lagrange-féle elmélet 204, 208
 — — tétel 201, 202, 204
 Laplace-összefüggés 201, 219
 — vektor 113, 119
 látszó fényesség 405, 837
 — hely 93
 — koordináták 93
 — magnitúdó 406
 Legendre-függvény 225
 — polinom 225
 légköri (atmoszférikus) refrakció 79
 legnagyobb gömbi körök 54
 Lemaître-transzformáció 170
 lentikuláris, lencseszerű galaxisok 780
 Leo I 818
 leszálló csomó 115
 Levi-Civita-transzformáció 169, 170
 libráció
 —, hosszúsági 240
 —, napi (parallaktikus) 240
 —, szélességi 240
 librációs mozgás 166
 — pont 166
 — —, instabil 165
 — —, stabil 165
 Lie-sorok 190
 Lindblad-rezonancia 675, 698, 699, 701
 Lin-féle gravitációs sűrűség hullám-elmélet 692, 699, 702
 — — sűrűség hullám 559, 560
 Liouville-egyenlet 699, 700
 Lokális Csoport 810—814, 824, 831, 841

- Galaxis Csoport (LGCs) 794, 810—816, 822—825, 829, 833, 834
- lokális nyugalmi pont 666
- rendszer 708
- regularizáció 170
- standard nyugalmi pont (LRS) 666
- — —, dinamikai 666, 667, 668, 679, 680, 681, 692
- — — —, kinematikai 666, 668
- termodinamikai egyensúly 517
- lökéshullámok 363
- Lorentz-féle elektronelmélet 534
- luminozitás 410
- luniszoláris naptár 51
- precesszió 102, 104
- Lyman-alfa-sugárzás 302, 341
- α -vonal 735
- kontinuum 576
- Lyt-diafragma 332, 333
- szűrő 353
- Lyra 696
- α Lyrae (Vega) 103
- β Lyrae 593

- Maclaurin-sor 502
- mag (Galaxisé) 617
- Magellán Felhők 590, 655, 747, 758, 794, 804
- mágneses szubviharok 389
- változók 608
- magnetohidrodinamika 333, 368
- magnetopauza 388
- magnetosféra (Földé) 388
- csóvája 388
- magnetosféra (Jupiteré)
- , belső 275
- , középső 275
- , külső 275, 276
- magnitúdó 405
- Malmquist-korrekción 629
- maradékintenzitás 533
- , centrális 533
- Mare-bazalt 242, 243, 244
- Mare Foecunditatis (Termékenység Tengere) 244
- Mare Imbrium (Esők Tengere) 241, 243, 244, 263
- Mare Nubium (Felhők Tengere) 243
- Mare Orientale 279, II
- Mare-síkságok 241, 243, 244, 248
- Mare Tranquillitatis (Nyugalom Tengere) 241, 244
- mascon 243
- második egyenlítői (ekvatoriális) koordináta-rendszer 26
- Második Index Katalógus 765
- második kozmikus sebesség 125
- Mauna Loa 264
- Mauder-minimum 373, 374, 376, 378, 400
- Maxwell-egyenletek 497
- eloszlás 543, 545
- féle formula 543
- Maxwell Montes 250, 251
- Maxwell-típusú sebességeloszlás 636 641

- McIntosh-féle osztályozás 349, 350, 381
- Méchain-féle kód 794
- megfordító réteg 339
- Menelaus 313
- meridián 16, 20, 21
- síkja 16, 20, 21
- , kezdeti 16
- mérsékelt kompakt galaxisok 789
- Messier-objektum 763, 794
- meteoráram 318
- meteorit 319
- meteorjelenség 318
- Michelson-féle csillag interferométer 426, 427
- — módszer 426
- migráció 608
- Milne—Eddington (ME)-modell 558
- Mimas 201, 219, 220, 287, 292, 293, 294, 299
- Mira Ceti 727
- Mira (*o* Ceti) 499
- Mirák 595, 598, 599
- Miranda 301, 303
- Mira-típusú csillagok 592, 598
- MK (MKK) -szinképosztály 453
- mocsár 241
- Módosított Julián Dátum 53
- monokromatikus sugárzási egyensúly 557
- morfológiai osztályozás 773
- moszkvai idő 48
- mozgó dátumválasztó vonal 49
- Mt. Wilson-féle osztályozás 351, 381
- műhold 332

- nadirpont 20, 21
- Nagy Déli Perturbáció (NDP) 270
- Nagy Fal 243
- Nagy Magellán Felhő 590, 735, 758, 763, 794, 811
- Nagy Medve 815, 816
- nagyon kompakt galaxisok 789
- nagy sebességű csillagok 717
- Nagy Vörös Folt (NVF) 270, 272, IX
- Nap alapmozgása 667
- napállandó 337, 384
- Nap egyenlítője 32
- Nap-fler 353, 357
- napfolt-relatívszám 347, 372
- napi aberráció 89, 90
- — állandója 90
- (parallaktikus) libráció 240
- parallaxis 94, 98
- napkitörés (Nap-fler) 357
- napkorona 331, 359
- napkorong középpontja 33
- Nap négy nevezetes helyzete 27
- Naprendszer Laplace-féle invariábilis síkja 208
- Nap standard mozgása 666
- napszélnyaláb 363
- napszél 323, 334, 362
- napszolgálat 384, 401
- naptevékenység 346
- naptevékenységi ciklus 352
- nátriumparallaxis 659
- navigációs szürkület 75

- nebuláris elméletek 325
 nebuliumvonalak 578
 nem termikus jellegű rádiósugárzás 579
 Nereid 307, 310
 Nestor 313
 Newcomb-féle elmélet 210
 — — operátor 198
 Newton-féle általános tömegvonzási törvény 111
 — — kölcsönös gravitációs vonzóerők 149
 — — mozgásegyenletek 111
 Nikol-prizma 405
 normális Zeeman-effektus 364
 Nova Cygni 1975 (V1500 Cygni) 590
 novák 602, 604, 772
 —, rekurrens 605
 övekedési görbe 345, 554
 — — módszere 444
 —test-probléma 151, 175
 nullakorú fősorozat (ZAMS) 639, 652, 654, 655, 845
 nullasorozat 450
 nullavonal 353
 orbitáció 79, 102, 107, 109
 orbitációs tagok
 — —, hosszú periódusú 108
 — —, rövid periódusú 108
 pályai időszámítás 48
 pülthalmazok 447, 637, 703
 — átmérője 637
 — csillagsűrűsége 638
 — élettartama 641
 — HRD-je 639
 — integrált színindexe 639
 — — szinképtípusa 639
 —; intersztelláris anyag 639
 — kémiai összetétele 640
 — kora 639
 —; mozgási halmazok 641
 — összfényessége 639
 — szín—fényesség diagramja 448
 — tömege 637
 —; változó és pekuláris halmaztagok 639
 — asszociációk 559
 — B asszociációk 642
 — B csillagok 693, 695
 — beron 303
 — ceanus Procellarum 244
 — 44 Oda 222
 — dysseus 294, 313
 — e csillagok 609
 — f csillagok 609
 — gympus Mons 264, V, VI
 — ort-féle formulák 582
 — — konstansok 650, 662, 680, 687, 688
 — ort—Rouguor-modell 696
 — acitás 464
 — Ophiuchi 749
 — optikai galaxispárok 796
 — kettősök 611
 — optikailag vastag rétegek 330
 — vékony — 330
 — optikai mélység 329, 514
 óragép 26
 órákörök 24
 óraszög 23
 óriáscsillagok 446
 Orion 642, 696
 — asszociáció 594, 601, 610
 Orion-köd 578, 585, 749
 δ Orionis 576
 α Orionis (Betelgeuse) 428
 Orion „spur” 694
 Orion változócsillagok 599
 Oroszlán 818
 összetett tripllett (galaxisé) 794
 oszcilláció 176
 oszcillátorerősség 550
 oszkuláló pályaelemek 181
 őszpont 27
 O típusú csillagok 559, 713
 övek 269
 Pacifikus Lemez 264
 Pallas 210, 311, 313, 314
 pályaelemek 126
 pályahelyesbítés 133
 pályarezonancia 294
 Pan 280
 parallaktikus egyenetlenség 215
 — ellipszis 644
 — háromszög 60
 — (napi) libráció 240
 — szerelésű távcsövek 26
 parallaxis 78
 —, évi 94, 96, 99
 —, napi 94, 98
 —, szekuláris 94
 — szöge 93
 —, trigonometrikus 97
 parsec 97
 passzázs műszer 36
 Patroclus 313
 Pauli-elv 468
 Pavonics Mons 264
 P Cyg 609
 P Cygni 590, 592, 594
 P Cygni profil 600, 606, 609
 P Cyg típusú vonalprofil 609
 pekuláris galaxisok atlasza 786
 penumbra 348
 pericentrum 119
 — argumentuma 119
 perigeum 119
 pericentrumátmenet időpontja 122
 perihélium 119
 periodikus megoldások 176
 — meteorraj 319
 — perturbáció 199, 200
 periódus—fényesség reláció 410, 655
 permanens meteorraj 319
 h Persei 638 654, 656
 α Persei 654
 χ Persei 638, 654, 656
 perseidák 320
 Perseus 320, 637, 642, 694, 746, 765, 815

- perturbáció
 — foka 200
 — osztálya 200
 —, periodikus 199, 200
 — rangja 200
 — rendje 200
 —, szekuláris 199, 200
 —, vegyes szekuláris 200
 perturbációs függvény 178
 perturbációs számítás alaptétele 190
 perturbált kétestest-probléma 155, 177
 Per T2 642
 Phaeton 314
 Phobos 267, 268
 Phoebe 288, 296, 297
 Phoebe Regio 252
 pillangódiagram 380, 381
 plage 357
 Planck-féle eloszlás 528
 — — függvény 339, 416, 417, 517, 527, 528, 558
 — — görbék 416, 417, 528
 — — konstans 344, 421, 466, 491, 527, 528, 529, 576
 planetáris ködök 576, 733
 — precesszió 103
 planetoida 312
 Plejádok 406, 600, 637, 638, 641, 642, 648, 649, 654, 655
 Poincaré-féle periodikus megoldások 171
 Poisson-egyenlet 486, 677, 699, 700
 — eloszlás 600
 — féle zárójeles kifejezések 191
 pole on csillag 438
 polgári szürkület 75
 politrop állapotváltozás 485
 politrop csillagmodellek 485, 489, 490
 politropindex 486
 poloidális tér 369, 370
 Polsequenz 406
 póluspont, déli 20
 —, északi 20
 pólustávolság 24
 populációk 630
 I. populációs csillagok 632, 703, 713
 II. — — 703, 713
 porcsóva 317, 318
 pórusok 348
 Poynting—Robertson-effektus 323
 Praesepe 448, 449, 638, 642
 precesszió 79, 100, 102, 109
 —, luniszoláris 102, 104
 —, planetáris 103
 Preston-féle színképindex 598, 661
 Priamus 313
 protonfler 392
 proton—proton ciklus 460
 protuberancia 353, 355, 357
 —, aktív (eruptív) 356
 —, nyugodt 356
 Proxima Centauri 97
 pulzáció Eddington-féle differenciálegyenlete 503, 504
 pulzációelmélet 499
 —, Eddington-féle 499
 pulzációs állandó 596
 pulzáló változócsillagok 499, 591
 pulzátorok 568, 608
 Radau-féle táblázatok 215
 radiális sebesség 663, 665
 radiáns 320
 rádiókitörések 382
 rádiósugárzás 272, 281, 578
 —, nem termikus jellegű 579
 —, termikus jellegű 578
 —, 21 cm-es 579
 Rák-köd 568, 579, 592, 603, 747, 749, 750, 753, 756
 Rák pulzár 751
 R asszociációk 643
 Rayleigh—Jeans-féle közelítés 549
 R Coronae Borealis (R CrB) 593, 601, 602
 R CrB (R Coronae Borealis) 593, 601, 602
 reflexiós ködök 571
 refrakció 78
 — általános elmélete 81
 —, csillagászati 79
 —, földfelszíni 79
 — közelítő formulája 80
 —, légköri (atmoszférikus) 79
 refrakciós korrekció 86
 régi galaktikai hosszúság 31
 — — koordináta-rendszer 31
 reguláris erők 671
 regularizáció 168
 —, globális 170
 —, lokális 170
 rektaszenció 27
 rekurrens mágneses viharok 363, 389
 — novák 605
 relatív egyensúlyi megoldás 153
 relaxációs idő 636
 rendes spirálok 781
 rés 312
 rezonáns mozgás 218
 rezonanciavonalak 341
 Rhea 283, 295, 296, 299, 302
 Rhea Mons 251, 252
 Roche-féle ekvipotenciális felületek 164
 — — tartomány 603
 — felület 614
 — térfogat 615
 római naptár 51
 röntgentartomány 739
 Rosetta-köd 578
 Rosseland-féle átlagos opacitás 465, 473, 483
 Ross-féle korrekciók 210
 rotációs görbe 686, 690
 rotációs parallaxis módszer 650
 rövid periódusú nutációs tagok 108
 RR Lyrae 410, 451, 589, 593, 594, 597, 598, 630, 634, 635, 636, 639, 647, 657, 658, 660, 661, 662, 690, 704, 709, 710, 711, 713—716, 724, 725, 727
 RR Lyrae rés 598, 706

- RR Lyrae típusú változócsillagok 597
 RR Lyrae űr 451
 RR Tauri 727
 RS Canum Venaticorum típusú csillagok 607
 RS CVn 608
 RV Tauri 598
 RV Tauri típusú változócsillagok 595, 598

 Sagittarius 637, 693, 694, 696, 727
 Sagittarius A 584, 730, 733
 Saha-egyenlet 344, 421, 466, 469, 470, 471, 476, 529, 556
 Sajakmozgás 79, 663
 S And 593
 Sarkcsillag 76, 406
 Sarki sapka 394
 Sarkkörök 16
 Sarkok 269
 Schmidt-féle tömegeloszlási modell 677, 699
 Schwarzschild-féle integrodifferenciálegyenlet 558
 — — kritérium 472, 473, 475
 — típusú sebességeloszlás 669, 670
 Sco 431
 Scorpis X—1 742, 743
 Szculptor Csoport 814, 816
 Szculptor-raj 824
 Szculptor rendszer 810, 821
 Scuti 610
 Scuti típusú változócsillagok 594, 598, 599
 Doradus 590
 Semleges áramréteg 362
 Serser—Schwarzschild (SS) -modell 558
 Sirius B 457
 Skorpió-Kentaur 642, 648
 Snellius—Descartes-féle törvény 79, 80, 82
 Spektrális keménység 744
 Spektróheliogram 331, 345
 Spektroszkópiai kettőscsillag 611
 — parallaxis 452, 651
 Spektrum kettősök 611
 Spica (α Vir) 607
 Spirálgalaxisok 774, 779, 780
 Spirálkarok 617
 Spirálrendszerek 772
 Spörer-törvény 347, 381
 Sp. Cygni 605
 Stabil librációs pont 165
 Spige 830
 Standard-fősorozat 450
 Standardmodell 490
 Statisztikai módszerek 618
 Stefan—Boltzmann-törvény 338, 416, 524
 Stefan-kvintett 807, 809
 Stekney 268
 Steingren-rendszer 652, 719
 Szóna 577
 Sturm—Liouville-féle differenciálegyenlet 506, 507
 Szűrésienergetikai módszer 431
 — parallaxis 658
 Szűrési áram 512
 Csillapodás 539
 Egyensúly 515
 — hőmérséklet-gradiens 471
 — koefficiens 513
 Súlypontintegrálok 150
 Sundman-féle sorok 151
 Sundman tétele 151
 Sundman-transzformáció 169
 SU UMa 605, 606
 Szabálytalan galaxisok 772, 774, 779
 Szatellita (kísérő) 810
 Szektorális szférikus harmonikus együtthatók 225
 Szektorszerkezet 362
 Szekuláris egyenlet 207
 — fényváltozás 588
 — parallaxis 94
 — — módszer 645
 — perturbáció 199, 200
 Szélsősötetedés 329
 Szélességi körök 16
 — libráció 240
 Szélsősötetedés értelmezése 526
 — törvénye 525, 526
 Szemikonvergens sor 203
 Széncsillagok 423, 445
 Szén—nitrogén ciklus 460
 Szférikus csillagászat 20
 Szférikus harmonikus együtthatók
 — — —, szektorális 225
 — — —, tesszerális 225
 — — —, zonális 225
 Sziderikus év 53
 — hónap 54, 216
 Szimbiotikus csillagok 602, 606
 Színexcesszus 571
 Színfelesleg 839
 Szín—fényesség diagram 448
 — — —, gömbhalmazoké 450
 — — —, nyílthalmazoké 448
 Színindex 419
 Színkép vonal ekvivalens szélessége 444
 Színkroton-vonalak 751
 Színodikus hónap 51, 54, 217
 Szinoptikus térképek 385
 Szobrász 814
 Szpikulák 331
 Szporadikus meteorok 319
 Sztellárstatistika 618
 Szubfler 354
 Szubtörpék 721
 Szupergalaktikai egyenlítő 820
 — hosszúság (SGL) 821
 — koordináta-rendszer 820
 — szélesség (SGB) 820, 821
 Szupergranuláció 328
 Szuperhalmaz 756, 820
 Szupermaximum 605
 Szupernovák 602, 772
 Szuperpenumbra 371
 Szürke közelítés 522
 Szürkület, csillagászati 74
 —, navigációs 75
 —, polgári 75
 Szűz 815, 822

721 Tabora 222
 T asszociációk 559, 600, 642
 Taurus 696
 Tau T2 642
 tavaszpont 27
 — egyenlet 36
 távolsági modulus 410
 Taylor-sor 144, 164, 195, 679
 T Coronae Borealis (T CrB) 589
 tehetetlenségi idő 34
 Tejútrendszer (Galaxis) 617
 tektit 321
 Telamon 313
 Telesto 288, 298, 299
 tenger 241
 tengerből 241
 térbeli korlátozott háromtest-probléma 155
 terelőholdak 305
 térítőkörök 16
 termális pulzus 597
 természetes horizont 21
 termikus jellegű rádiósugárzás 578
 termodinamikai egyensúly állapota 466
 Terra 343
 Terra Aphrodite 250
 Terra-fensík 241, 243, 244
 Terra Ishtar 250
 Terra-kőzet 242, 243
 tesszerális szférikus harmonikus együttthatók 225
 Tethys 201, 219, 220, 283, 288, 294, 295, 298,
 299, XIII
 Tharsis 262—265
 Tharsys Plato 258
 Theia Mons 251, 252
 Thiele-transzformáció 170
 Thule 171
 Timokharisz-féle katalógus 100
 Tisserand-kritérium 158
 Titan 201, 219, 220, 280, 283, 288, 289, 290, 291,
 292, 308
 Titania 303
 Titius—Bode-szabály 311, 324, 325, 834
 többszörösen ionizált atom 344
 tömegfüggvény 613
 topocentrikus koordináta-rendszer 19
 toroidális tér 369
 törpenovák 602, 605
 T Pyx 593
 transzformációs formulák 408
 Triangulum-köd 794
 trigonometrikus parallaxis 97
 tripllett (galaxisé) 807, 808
 Triton 307, 308, 310
 trójai kisbolygók 166, 167, 171, 172, 173, 222,
 298, 313
 Troilus 313
 tropikus év 51, 53
 — hónap 54
 T Tauri 559, 601, 609, 639, 642, 713
 T Tauri típusú változócsillagok 599
 47 Tuc 724
 Tully—Fischer-reláció 813, 814
 turbopauza 254

turbulenciaelmélet 325
 tűzgömb 319
 Tycho-kráter 245, 248

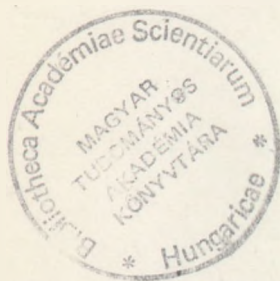
U Cephei 435
 U Geminorum 593, 605
 Új Általános Katalógus 764
 új galaktikai hosszúság 31
 — — koordináta-rendszer 31
 — — szélesség 31
 ultraibolya excesszus 719
 UMa 642
 umbra 348
 Umbriel 303
 Upsala Általános Katalógus 769
 Ursa Maior 648, 816
 ütközési csillapodás 539, 541
 Utópia Planitia 258
 UV Ceti 600
 UV Ceti típusú csillagok 593
 UW CMA A 457
 UX UMa 604

Vadászkutyák 794, 816
 Vaihalla 279
 Valles Marineris 250, 265, 294
 valódi anomália 117
 — csillagidő 36
 — egyenlítő 102
 — ekvátorpólus 102
 — hely 93
 — koordináták 93
 — nap 37
 változó He-csillagok 609
 Van Allen-sugárzási övezet 388
 van Rhijn-féle általános luminozitási függvény
 625, 626
 variáció 215
 vatikáni modell 704
 V1357 Cyg (Cygnus X—1) 594
 V1057 Cygni (V1057 Cyg) 589
 V1500 Cygni (Nova Cygni 1975) 590
 Vega 644
 végső mozgások 175
 vektor-magnetográf 367
 Vela pulzár 747, 750
 vertikális kör 21
 Vesta 210, 221, 311, 313, 314
 vegyes szekuláris perturbáció 200
 világitó, UT 39, 216
 —, UT0 39
 —, UT1 39
 —, UT2 40
 73 Virginis 442
 γ Virginis 411
 Virgo 765, 796
 Virgo I (E) 822, 832
 Virgo I (S) 832
 Virgo-halmaz 824
 viriál-tétel 494, 497, 559
 vizuális kettőscsillagok 611, 649
 — magnitúdó 406
 Vogt—Russell-tétel 446, 483, 484, 485

Voigt-függvények 547, 551
vonal ekvivalens szélessége 534
— magja 533
vonalmélység 533
vonalszárnyak 533
Voroncov-Veljaminov-féle katalógus 768
vöröseltolódás 775
vörös óriás állapota 565
V411 Tauri 594
WC csillagok 609
Wien-féle eltolódási törvény 360
— — hőmérséklet 417
— — közelítés 418, 419
Wildmannstatten-féle ábra 321
Wilson—Bappu-módszer 658, 659
Wilson-effektus 351
— féle kettősrendszer galaxisai 804
WN csillagok 609
Wolf-féle relativizmus 373
Wolf—Lundmark-rendszer 810
Wolf—Rayet- (WR) csillagok 423, 593, 609, 693
W típusú csillagok 423
W UMa 608
W UMa típusú fedési változók 615
W Ursae Maioris 593
W Virginis 758
W Virginis (W Vir) típusú változócsillagok
594, 630, 657
W Boo 444

Yerkes-rendszer 453
YY Gem 593

zajvihar 383
ZAMS (nullakorú fősorozat) 652, 654, 655, 845
Z Cam 605, 606
Z Camelopardalis 605
Zeeman-effektus 364, 365, 366, 737
— —, anomális 364
— —, normális 364
— felhasadás 348, 440, 442, 466
zenitpont 20, 21
zenittávcső 77
zenittávolság 21
zéró-filamentum 353
zérősebességű felület 124
— gömb 124
— görbék 161
zodiakális fény 322
zodiakus csillagképei 28
— jelölései 28
Zöllner-féle fotométer 405
zónaidő 48
zonális szférikus harmonikus együtthatók 225
zürichi relativizmus 373
Zwicky-féle becslés 811
Zwiers-féle grafikus eljárás 413, 612, 649
ZZ Ceti típusú pulzáló fehér törpék 599
ZZ Ceti típusú változócsillagok 594



Faint, illegible text, likely bleed-through from the reverse side of the page.



A kiadásért felelős az Akadémiai Kiadó és Nyomda főigazgatója
Felelős szerkesztő: Dr. Horváth Ferenc
Műszaki szerkesztő: Marton Andor
A borító- és kötésterv Fodor Attila munkája
Terjedelem: 77,58 (A/5) ív + 48 oldal melléklet

88-2327 — Szegedi Nyomda — Felelős vezető: Surányi Tibor igazgató

